

UNIVERSITE JOSEPH-FOURIER

-GRENOBLE I-

THESE

Pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR

Ecole doctorale de physique

Spécialité : Physique et Ingénierie

Par

Nicolas BRUYANT

Conception et caractérisation de dispositifs permettant l'étude du transport dépendant du spin dans le silicium

Soutenue le 5 décembre 2008 devant le jury composé de :

René-Louis INGLEBERT, Professeur, Université Joseph-Fourier	Président
Jean-Marie GEORGE, Directeur de recherche, CNRS-Thales	Rapporteur
Christophe MULLER, Professeur, Université de Provence,	Rapporteur
Mehdi KANOUN, Ingénieur, Altis Semiconductor	Examineur
Ahmad BSIESY, Professeur, Université Joseph-Fourier	Directeur de thèse
Claire BARADUC, Chercheur, CEA Grenoble	Co-directeur de thèse

Thèse préparée au laboratoire SPINTEC

(URA 2512, CEA/CNRS/UJF/INPG)



A Émilie et Zélie





## Remerciements

Merci à Ahmad d'avoir été mon directeur de thèse. Merci à Claire d'avoir tenté de m'apprendre la rigueur et la physique. Merci à Rabbia et Mehdi pour tout ce que vous m'avez appris sur les semi-conducteurs. Merci à Vincent d'avoir corrigé mon manuscrit. Merci à Hervé, Gilles, David, à toute l'équipe de la PTA et de Nanofab pour m'avoir appris la salle blanche et aidé pour la réalisation de mes échantillons. Merci à Pierre-Jean, Mihai et Seb pour le bon temps passé ensemble. Merci à tous ceux de SPINTEC avec qui j'ai pris plaisir à discuter et à travailler. Tous les remerciements du monde ne suffiront pas à témoigner ma gratitude à Emilie pour son soutien et le petit bout de choux qu'elle m'a donné pendant cette thèse.



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
1.1	Bibliographie . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Conception, réalisation et caractérisation d'électrodes magnétiques pour l'étude de l'injection de spin dans le silicium</b>	<b>5</b>
2.1	Objectifs de l'étude . . . . .	5
2.1.1	Électrodes mono-domaines . . . . .	6
2.1.2	Maîtrise de l'orientation de l'aimantation des électrodes magnétiques . . . . .	6
2.1.3	Maîtrise du champ de fuite des plots magnétiques . . . . .	7
2.2	Simulations du retournement de l'aimantation des électrodes magnétiques . . . . .	7
2.2.1	Modèle de retournement cohérent de l'aimantation . . . . .	7
2.2.2	Introduction au micromagnétisme . . . . .	10
2.2.3	Simulation du retournement de l'aimantation d'un plot magnétique . . . . .	11
2.2.4	Simulation du retournement de l'aimantation de deux plots en interaction . . . . .	14
2.3	Simulation du champ créé par une ligne de courant . . . . .	18
2.4	Étude expérimentale du retournement de l'aimantation de plots magnétiques . . . . .	23
2.4.1	Réseaux de plots plats submicroniques . . . . .	24
2.4.2	Réseaux de plots enterrés . . . . .	30
2.4.3	Analyse de l'interaction de couples de plots déposés en pleine plaque . . . . .	33
2.5	Conclusion . . . . .	36
2.6	Bibliographie . . . . .	38
2.7	Conversion des unité CGS SI . . . . .	40
<b>3</b>	<b>Etude des mécanismes de transport électrique dans les dispositifs à injection de spin</b>	<b>41</b>
3.1	Introduction . . . . .	41

3.1.1	Rappels théoriques sur la jonction Métal-Isolant-Silicium . . . . .	41
3.2	Présentation des structures de test : . . . . .	45
3.2.1	Les structures utilisées pour la caractérisation de la barrière tunnel . . . . .	45
3.2.2	Dispositif d'étude du transport dépendant du spin . . . . .	48
3.3	Mesures capacité-tension des diodes FMIS . . . . .	48
3.4	Etude de transport dans les diodes FMIS : caractéristiques courant-tension . . . . .	57
3.5	Etude du transport dans les dispositifs à injection de spin . . . . .	61
3.6	Etude des caractéristiques des transistors à grille Ferromagnétique . . . . .	65
3.7	Perspectives et conclusions . . . . .	68
3.8	Bibliographie . . . . .	69
<b>4</b>	<b>Étude du transport dépendant du spin de dispositifs spintroniques sur silicium</b>	<b>71</b>
4.1	Introduction au transport dépendant du spin . . . . .	71
4.2	Étude du transport dépendant du spin dans une diode FMIS . . . . .	72
4.2.1	Théorie de l'effet Hanle dans une jonction FMIS . . . . .	74
4.2.2	Mesures sur les échantillons à barrière d'alumine . . . . .	77
4.3	Étude des structures vanne de spin FM/I/S/I/FM . . . . .	78
4.3.1	Théorie de la magnéto-résistance planaire . . . . .	79
4.3.2	Mesure en fonction de l'orientation relative de l'aimantation des électrodes . . . . .	82
4.4	Mesures non locales de l'accumulation de spin . . . . .	84
4.4.1	Estimation théorique du signal attendu . . . . .	87
4.4.2	Technique expérimentale de mesure de la tension non-locale . . . . .	89
4.5	Mesures mixtes . . . . .	89
4.6	Effets de proximité dans les transistor à grilles ferromagnétiques . . . . .	93
4.6.1	Théorie des effets de proximité dans les transistors . . . . .	93
4.6.2	Étude expérimentale . . . . .	94
4.7	Conclusion et perspectives . . . . .	95
4.8	Bibliographie . . . . .	96
<b>5</b>	<b>Optimisation technologique de l'intégration de ferromagnétique sur silicium</b>	<b>99</b>
5.1	Etude physico-chimique de la contamination des barrières tunnel par les ferromagnétiques . . . . .	99
5.1.1	Effet de la contamination ferromagnétique dans le silicium . . . . .	100
5.1.2	Diffusion des métaux dans les oxydes . . . . .	101
5.1.3	Méthode expérimentale de TOF-SIMS . . . . .	102

5.1.4	Limitations de la mesure par TOF-SIMS . . . . .	106
5.1.5	Échantillons intégrés et résultats . . . . .	107
5.1.6	Échantillons pleine tranche . . . . .	113
5.1.7	Conclusions de l'étude de TOF-SIMS . . . . .	114
5.1.8	Amélioration des mesures par TOF-SIMS . . . . .	114
5.2	Intégration sur silicium d'une barrière à base d'oxyde de magnésium . . . . .	116
5.3	Dispositif à canal confiné sur SOI . . . . .	118
5.4	Perspectives . . . . .	122
5.5	Bibliographie . . . . .	123
<b>6</b>	<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>125</b>
<b>A</b>	<b>Annexes générales</b>	<b>127</b>
A.1	Dispositifs expérimentaux . . . . .	127
A.1.1	Banc de magnéto-transport à température ambiante . . . . .	127
A.1.2	Système de tests systématiques bas courant . . . . .	129
A.1.3	Banc de magnéto-transport à l'azote liquide . . . . .	129
A.2	Process de fabrication . . . . .	129
A.2.1	Process de lithographie S1813 . . . . .	130
A.2.2	Lithographie électronique par lift-off PMMA sur VB6-UHR . . . . .	130
A.2.3	Process des échantillons MEMIS . . . . .	130
A.2.4	Process des échantillons de capacité pleine plaque . . . . .	133



# Chapitre 1

## Introduction générale

Le développement de la micro-électronique fait de plus en plus appel à des techniques hybrides pour assurer de nouvelles fonctionnalités. La spintronique, ou magnéto-électronique, utilise le spin des électrons et permet de coupler le transfert de charge à l'aimantation d'une ou plusieurs couches ferromagnétiques. Cela a donné lieu à de nombreuses applications dans le domaine des capteurs de champ magnétique, par l'utilisation des effets de magnéto-résistance géante et de magnéto-résistance tunnel. Ensuite, l'apparition des vannes de spin a permis la réalisation de mémoires magnétiques à accès aléatoire, les MRAM. Plus récemment, ces mêmes systèmes magnétiques sont étudiés pour leur fonctionnement comme oscillateurs. Par ailleurs, les efforts de recherche se concentrent sur l'étude de la possibilité d'exploiter ces effets de transport dépendant du spin dans des systèmes hybrides magnétiques/semi-conducteurs[9].

Ainsi, la spintronique sur semi-conducteurs tente-t-elle de pousser encore plus loin la complémentarité entre dispositifs spintroniques métalliques et semi-conducteurs. En effet, pour l'instant les dispositifs spintroniques étaient intégrés dans les couches métalliques au-dessus du circuit intégré silicium. Le but de la spintronique sur semi-conducteurs est l'intégration directe des matériaux magnétiques sur le semi-conducteur pour réaliser des dispositifs innovants combinant les propriétés de ces deux classes de matériaux en les liant par l'utilisation du spin des électrons. La limite ultime de cette intégration serait l'utilisation de semi-conducteurs magnétiques capables de donner un composant monolithique combinant spintronique et électronique.

Cette intégration passe par deux points fondamentaux : l'intégration technologique des matériaux et la réalisation de dispositifs fonctionnels. Pour cela plusieurs briques de base sont à réaliser. Tout d'abord la maîtrise du transport des électrons polarisés en spin entre le matériau magnétique et le semi-conducteur. Ensuite le traitement de l'information de spin dans le semi-conducteur et pour finir la retranscription de cette information en signal électrique aisément mesurable.

De nombreux travaux ont été réalisés sur les semi-conducteurs à gap direct tels que l'arséniure de gallium ou l'arséniure d'indium. Ces semi-conducteurs ont été des matériaux

modèles grâce à leur gap direct qui permet la mesure et la manipulation optique du spin des porteurs de charge. Ces travaux ont notamment permis la mise au point d'émetteurs de lumière polarisée : les spin-LED. Mais ils ont aussi permis de jeter les bases de l'étude théorique de l'injection et de la manipulation de spin[5, 6, 7]. C'est par exemple sur ces semi-conducteurs que sont étudiés les principales théories de l'injection et du transport de spin.

Le silicium est l'étape suivante dans l'étude des matériaux pour la spintronique. En effet l'absence de gap direct ne permet pas une étude optique simple des phénomènes spintroniques. Mais en contrepartie, le temps de cohérence de spin est décuplé du fait de l'absence de plusieurs mécanismes de décohérence de spin. Pour étudier le silicium, il faut réaliser des dispositifs complets de polarisation-détection de l'information de spin[3, 8, 2]. Pour réaliser de tels dispositifs, il faut être capable de maîtriser l'intégration des éléments magnétiques sur le silicium. Ensuite, leur compréhension théorique nécessitera l'étude de systèmes modèles pour les différentes étapes du traitement de l'information de spin. Parmi les débouchés possibles à la spintronique sur silicium on peut citer le calcul quantique [4], les mémoires magnétiques intégrées et les transistors à rotation de spin[1].

Dans cette thèse, nous avons étudié des dispositifs spintroniques sur silicium utilisant des métaux ferromagnétiques pour créer la polarisation de spin et des barrières tunnel pour permettre l'injection et la détection de ces porteurs polarisés.

Dans le premier chapitre, nous avons étudié la conception des électrodes ferromagnétiques pour permettre le codage de l'information de spin. Il traitera du dimensionnement et de la fabrication d'éléments magnétiques de taille micrométrique et sub-micrométrique pour les dispositifs spintroniques sur silicium. Pour cela, des outils de simulation et de caractérisation magnétique ont été utilisés.

Le second chapitre présentera la caractérisation électrique de briques de base et des structures complètes permettant d'étudier le transport dépendant du spin dans le silicium. Pour cela, les caractéristiques électriques des jonctions tunnel ferromagnétique/isolant/silicium ont été étudiées. L'étude des dispositifs complets a permis de tester l'intégration des briques de bases et de sélectionner les meilleurs candidats pour l'étude du transport dépendant du spin.

Le troisième chapitre présente l'étude de plusieurs dispositifs spintroniques sur silicium pour tenter de détecter des effets dépendants du spin. Ces dispositifs sont très variés, de la simple jonction tunnel métal-isolant-silicium jusqu'à la structure complète envisagée pour la réalisation d'une mémoire magnétique intégrée sur silicium.

Le dernier chapitre traitera de l'optimisation technologique du procédé de fabrication des structures spintroniques sur silicium. Tout d'abord, nous aborderons les méthodes de caractérisation physico-chimique nécessaires à l'étude de la contamination du silicium par les matériaux magnétiques. Ensuite nous présenterons brièvement, les nouvelles voies de recherche poursuivies dans notre équipe pour l'optimisation des dispositifs spintroniques sur semi-conducteurs.



## 1.0. Introduction générale

---

Cette thèse a été réalisée au laboratoire de SPINtronique et TEChnologie des composants à Grenoble en collaboration avec le LETI dans le cadre du projet RMNT MEMIS (MEmoire Magnétique Intégrée sur Silicium) et du projet européen EMAC (Embedded MAgnetic Components).

## 1.1 Bibliographie

- [1] A. Bournel. *Magnéto-électronique dans des dispositifs à semiconducteurs*. PhD thesis, 2000.
- [2] Biqin Huang, Douwe J. Monsma, and Ian Appelbaum. Coherent spin transport through an entire silicon wafer. *ArXiv e-prints*, 2007.
- [3] Berend T. Jonker, George Kioseoglou, Aubrey T. Hanbicki, Connie H. Li, and Phillip E. Thompson. Electrical spin-injection into silicon from a ferromagnetic metal/tunnel barrier contact. *Nat Phys*, 3(8) :542–546, August 2007.
- [4] B. E. Kane. A silicon-based nuclear spin quantum computer. *Nature*, 393(6681) :133–137, May 1998.
- [5] X. Lou, C. Adelmann, M. Furis, S. A. Crooker, C. J. Palmstrom, and P. A. Crowell. Electrical detection of spin accumulation at a ferromagnet-semiconductor interface. *Phys. Rev. Lett.*, 96(17) :176603–4, May 2006.
- [6] Xiaohua Lou, Christoph Adelmann, Scott A. Crooker, Eric S. Garlid, Jianjie Zhang, K. S. Madhukar Reddy, Soren D. Flexner, Chris J. Palmstrom, and Paul A. Crowell. Electrical detection of spin transport in lateral ferromagnet-semiconductor devices. *Nat Phys*, 3(3) :197–202, March 2007.
- [7] G. Schmidt, D. Ferrand, L.-W. Molenkamp, A.-T. Filip, and B.-J. van Wees. Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor. *Physical Review B Condensed Matter*, 62(8) :R4790–3, 2000.
- [8] O. M. J. van 't Erve, A. T. Hanbicki, M. Holub, C. H. Li, C. Awo-Affouda, P. E. Thompson, and B. T. Jonker. Electrical injection and detection of spin-polarized carriers in silicon in a lateral transport geometry. *Appl. Phys. Lett.*, 91(21) :212109–3, November 2007.
- [9] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnar, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, and D. M. Treger. Spintronics : A spin-based electronics vision for the future. *Science*, 294(5546) :1488–1495, November 2001.

# Chapitre 2

## Conception, réalisation et caractérisation d'électrodes magnétiques pour l'étude de l'injection de spin dans le silicium

### 2.1 Objectifs de l'étude

Pour réaliser un dispositif spintronique sur silicium nous devons être capables de réaliser des électrodes magnétiques mono-domaines, avec une aimantation contrôlée et un faible champ de fuite. Dans ce chapitre, nous avons étudié les propriétés magnétiques de plots ferromagnétiques rectangulaires pour l'injection de spin dans le silicium. Nous avons simulé les cycles d'hystérésis micro-magnétiques des électrodes magnétiques, puis mesuré expérimentalement le comportement de ces électrodes.

Quelques travaux récents sur ces problématiques étudient différentes solutions pour obtenir des électrodes magnétiques pour des structure de types spin valves planaires sur semi-conducteur. Certaines utilisent des plots magnétiques à très grand rapport d'aspect [6], des plots à fermeture de flux [9, 10] ou des plots en anneaux [4]. Nous avons choisi pour notre part d'utiliser un couple de plots rectangulaires comme polariseur et analyseur ferromagnétiques.

### 2.1.1 Électrodes mono-domaines

Il faut que l'aimantation des plots magnétiques polarisant le courant soit uniforme dans toute la zone d'injection. Ceci permet d'avoir une polarisation uniforme des électrons, donc une polarisation du courant maximale. Afin d'obtenir des plots magnétiques mono-domaines, il faut éviter la formation de parois de domaines à l'intérieur du plot magnétique. Deux approches sont possibles : réduire la taille des plots magnétiques ou utiliser des matériaux à forte anisotropie. Nous avons choisi d'étudier la première solution qui est présentée dans la section 2.2.3. Cette voie nécessite une lithographie sub-micronique mais permet un meilleur contrôle du champ de retournement de l'aimantation des plots magnétiques. L'utilisation de matériaux à forte anisotropie n'est pas compatible avec l'intégration sur silicium de ces électrodes.

### 2.1.2 Maîtrise de l'orientation de l'aimantation des électrodes magnétiques

Pour pouvoir étudier le transport dépendant du spin dans le silicium il faut pouvoir contrôler les directions de l'aimantation dans deux électrodes magnétiques. Ce contrôle doit permettre d'orienter les deux aimantations des deux électrodes dans le même sens (état parallèle), ou dans le sens opposé (état anti-parallèle). Il existe différentes méthodes pour contrôler l'aimantation relative d'un couple d'électrodes magnétiques :

- Contrôle par champ magnétique extérieur : en appliquant un champ magnétique extérieur sur un couple d'électrodes magnétiques avec deux champs coercitifs différents, il est possible de contrôler l'orientation de l'aimantation de chaque électrodes séparément, cette méthode permet l'étude expérimentale du dispositif de test,
- Contrôle par une ligne de courant : en utilisant une ligne conductrice parcourue par un courant électrique, un champ magnétique local est généré, et oriente l'aimantation de l'électrode la plus proche, cette méthode permet l'intégration sans champ magnétique extérieur du dispositif fonctionnel.

Le contrôle par champ magnétique extérieur a l'avantage de la simplicité, il suffit d'un électro-aimant extérieur au dispositif. En revanche, cela nécessite un champ coercitif différent pour chaque électrode à contrôler. Dans les électrodes magnétiques multi-couches, cela est généralement réalisé soit en utilisant des matériaux différents pour chaque électrode, soit une couche magnétique piégée par interaction d'échange. Ici, les deux électrodes sont placées côte à côte et déposées simultanément à partir du même matériau. Pour obtenir des champs coercitifs différents, nous avons donc optimisé la taille des électrodes (voir section 2.2.3). La sélectivité réside dans la différence entre les champs

coercitifs des deux électrodes, c'est un paramètre clef à étudier pour cette méthode de contrôle de l'aimantation. Ce paramètre a été étudié expérimentalement dans la section 2.4.1. A cet effet, nous verrons que les deux électrodes possèdent la même longueur mais des largeurs différentes et donc des champs coercitifs différents. L'électrode la plus large sera l'électrode douce et l'autre, l'électrode dure.

Dans le cas d'une ligne de courant, il faut être capable de positionner cette ligne au plus près des plots magnétiques et d'y injecter le courant nécessaire. Le champ créé par une ligne de courant pour orienter l'aimantation de la première électrode perturbe aussi la seconde électrode. Les différentes stratégies pour garantir un bon contrôle de l'aimantation des électrodes magnétiques dans la cas de l'utilisation d'une ligne de courant ont été étudiées dans la section 2.3.

Dans le dispositif d'étude de l'injection de spin, les deux électrodes sont placées côte à côte pour garantir une distance inférieure à la longueur de diffusion de spin. Dans ce cas, le champ dipolaire d'une électrode influence l'autre. L'effet du couplage entre les deux électrodes et son impact sur le contrôle de l'aimantation des électrodes magnétiques a été étudié. Ces effets ont été simulés dans la section 2.2.4 et mis en parallèle avec des observations expérimentales dans la section 2.4.3.

### 2.1.3 Maîtrise du champ de fuite des plots magnétiques

Dans le cas d'un dispositif spintronique sur silicium, il faut limiter le champ de fuite des électrodes magnétiques dans le silicium pour éviter qu'il ne soit la source d'effets parasites [2]. Il est donc important de prendre en compte ce paramètre lors de la conception des électrodes magnétiques. La première solution est l'utilisation d'électrodes avec un grand rapport d'aspect, permettant d'éloigner les pôles magnétiques de la zone active située entre les deux électrodes. On peut aussi utiliser des électrodes en forme de "U" permettant de diriger le champ de fuite hors du silicium.

## 2.2 Simulations du retournement de l'aimantation des électrodes magnétiques

Ces simulations doivent permettre de déterminer les paramètres pertinents pour contrôler le champ de retournement de l'aimantation (ou champ coercitif).

### 2.2.1 Modèle de retournement cohérent de l'aimantation

Le retournement de l'aimantation d'un plot magnétique mono-domaine est décrit par le modèle de Stoner-Wohlfarth [12] de retournement cohérent de l'aimantation. Nous prendrons ici le cas d'un

plot magnétique d'épaisseur  $10nm$ , de longueur variant entre  $1.5$  et  $7\mu m$  et de largeur variant entre  $100nm$  et  $1\mu m$  sans anisotropie magnéto-cristalline. Le système de coordonnées est représenté sur la figure 2.1.

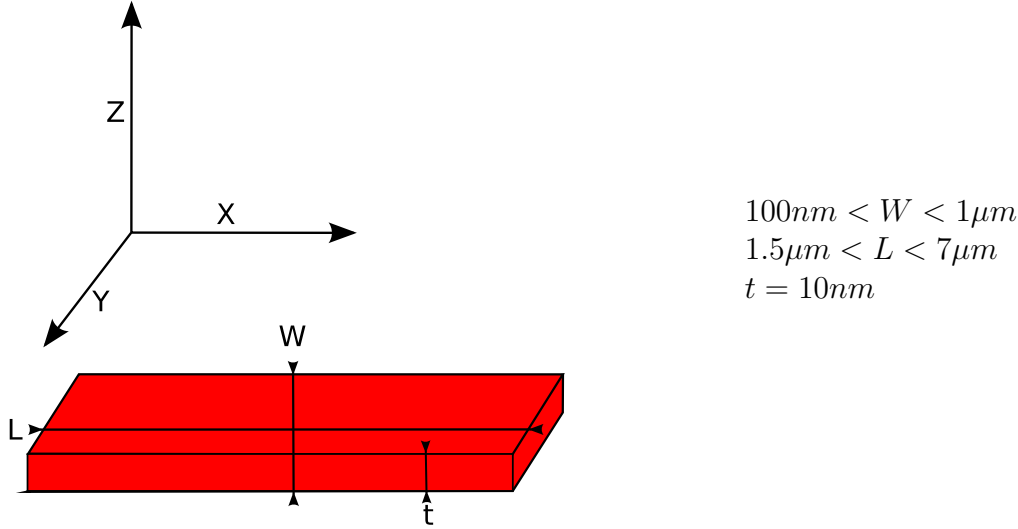


FIGURE 2.1: Dimensions et système de coordonnées du plot magnétique étudié

La densité d'énergie du système s'écrit comme la somme de la contribution magnéto-statique (eq. : 2.2) et de celle du champ démagnétisant (eq. : 2.1). Si l'on s'intéresse à l'axe de facile aimantation, on peut réécrire l'aimantation comme l'équation 2.3 en nommant  $\vartheta$  l'angle entre la direction  $x$  et l'aimantation. L'énergie du système exprimée par l'équation 2.4 doit être minimisée pour connaître l'état d'équilibre de l'aimantation. Cela conduit à la valeur de  $H_c$  (eq. : 2.6) dépendant uniquement, dans ce cas simple, des coefficients de champ démagnétisant du plot magnétique.

$$E_{demag} = -\frac{\mu_0}{2} N \cdot \vec{M} \cdot \vec{M} \quad (2.1)$$

$$E_{zeeman} = \mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}_{ext} \quad (2.2)$$

$$Si \vec{M} = \begin{pmatrix} M_s \cos(\vartheta) \\ M_s \sin(\vartheta) \end{pmatrix} \text{ et } \vec{H}_{ext} = H_0 \vec{e}_x \quad (2.3)$$

$$Alors E = -\mu_0 M_s \left( \frac{N_x}{2} \cos(\vartheta)^2 + \frac{N_y}{2} \sin(\vartheta)^2 \right) + H_x \cos(\vartheta) \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial E}{\partial \vartheta} = 0 \text{ et } \frac{\partial^2 E}{\partial^2 \vartheta} > 0 \text{ minimise } E \quad (2.5)$$

$$H_c = 2M_s(N_{xx} - N_{yy}) \quad (2.6)$$

## Section 2.2 : Simulations du retournement de l'aimantation des électrodes magnétiques

Nous remarquons sur cet exemple que le champ coercitif est contrôlé par le champ démagnétisant. Le cas le plus simple est le cas d'un ellipsoïde car dans ce cas le champ démagnétisant est uniforme dans l'ellipse et son expression est analytique.

Dans cette étude, nos plots magnétiques sont intermédiaires entre une ellipsoïde aplatie et un prisme droit. Nous allons donc comparer rapidement les deux formules de champ démagnétisant. Dans le cas particulier de l'ellipsoïde aplatie avec  $t \ll w < L$ , Osborn [11] a montré que l'on peut écrire le champ démagnétisant comme dans l'équation 2.6 avec les coefficients démagnétisants donnés par les équations 2.7, 2.8 et 2.9 (E et K sont les intégrales elliptiques incomplètes de première et seconde espèce).

$$N_{xx} = \frac{t}{w} \frac{\left( l^2 E \left[ 1 - \frac{w^2}{l^2} \right] - w^2 K \left[ 1 - \frac{w^2}{l^2} \right] \right)}{(l^2 - w^2)} \quad (2.7)$$

$$N_{yy} = 1 - \frac{t}{w} E \left[ 1 - \frac{w^2}{l^2} \right] \quad (2.8)$$

$$N_{zz} = \frac{tw \left( E \left[ 1 - \frac{w^2}{l^2} \right] - K \left[ 1 - \frac{w^2}{l^2} \right] \right)}{w^2 - l^2} \quad (2.9)$$

Dans le cas de plots rectangulaires, le champ démagnétisant peut être calculé analytiquement, si le plot est uniformément aimanté (modèle macrospin). Ce calcul a été réalisé par Aharoni [1]. Le premier coefficient  $N_{xx}$  est détaillé dans l'équation 2.10 et les suivants sont obtenus par permutation circulaire.

$$N_{xx} = \frac{1}{\pi} \left( \begin{aligned} & \frac{\sqrt{l^2+t^2+w^2}(l^2+t^2-2w^2)}{3ltw} + \frac{l^3+t^3-2w^3}{3ltw} + \\ & - \frac{(l^2+t^2)^{3/2} + (l^2+w^2)^{3/2} + (t^2+w^2)^{3/2}}{3ltw} + \\ & \frac{w(\sqrt{l^2+w^2} + \sqrt{t^2+w^2})}{lt} + \\ & \frac{l \log \left( \frac{t+\sqrt{l^2+t^2}}{\sqrt{l^2+t^2}-t} \right)}{2w} + \frac{w \log \left( \frac{\sqrt{l^2+w^2}-l}{l+\sqrt{l^2+w^2}} \right)}{2t} + \frac{w \log \left( \frac{\sqrt{t^2+w^2}-t}{t+\sqrt{t^2+w^2}} \right)}{2l} + \\ & \frac{t \log \left( \frac{l+\sqrt{l^2+t^2}}{\sqrt{l^2+t^2}-l} \right)}{2w} + 2 \tan^{-1} \left( \frac{lt}{w\sqrt{l^2+t^2+w^2}} \right) + \\ & \frac{(t^2-w^2) \log \left( \frac{\sqrt{l^2+t^2+w^2}-l}{l+\sqrt{l^2+t^2+w^2}} \right)}{2tw} + \frac{(l^2-w^2) \log \left( \frac{\sqrt{l^2+t^2+w^2}-t}{t+\sqrt{l^2+t^2+w^2}} \right)}{2lw} \end{aligned} \right) \quad (2.10)$$

On peut connaître la dépendance du champ coercitif de plots rectangulaires ou elliptiques grâce aux formules 2.6, 2.9 et 2.10. Si on trace le champ coercitif en fonction de la largeur et de la longueur, on peut voir sur la figure 2.2 que le paramètre prédominant pour contrôler l'aimantation de plots magnétiques sub-microniques est la largeur de ceux-ci.

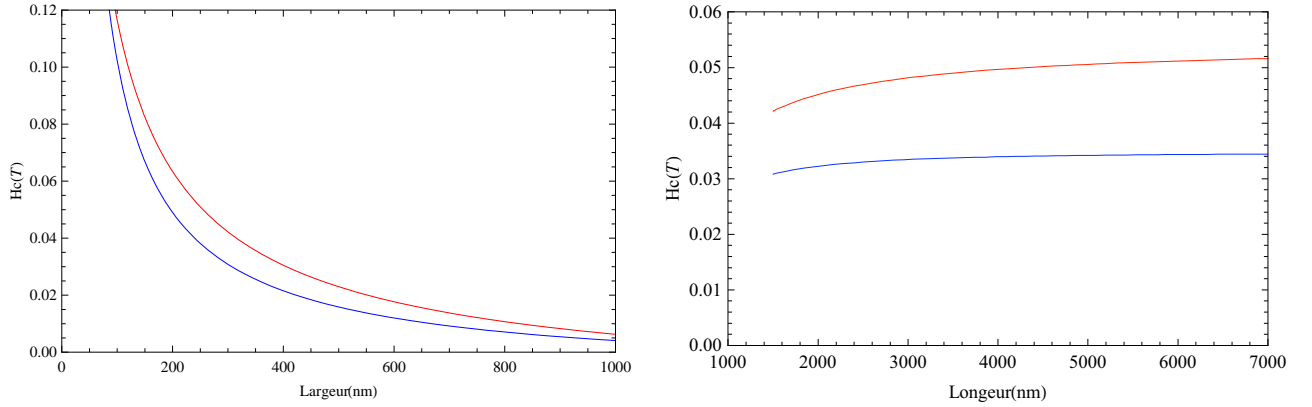


FIGURE 2.2: Champ coercitif d'un plot rectangulaire (rouge) ou elliptique (bleu) en fonction de la largeur ou de la longueur

Ces calculs surestiment le champ coercitif pour des plots de taille micronique car dans ce cas l'aimantation n'est pas uniforme et il peut apparaître des domaines magnétiques. Il est alors nécessaire d'utiliser des simulations micromagnétiques pour obtenir les configurations d'aimantation non uniformes.

## 2.2.2 Introduction au micromagnétisme

Les simulations de ce chapitre ont été réalisées avec le logiciel OOMMF [3] de simulation micromagnétique par différences finies. Ce code permet la simulation d'éléments magnétiques en résolvant l'équation d'évolution de l'aimantation (dite équation Landau-Lifchitz-Gilbert).

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma_0 \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \alpha \frac{\vec{M}}{M_s} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \quad (2.11)$$

Le premier terme de l'équation représente la précession de Larmor de l'aimantation à la vitesse  $\gamma_0$  autour du champ magnétique appliqué. Le second terme représente l'amortissement (de type visqueux) de l'aimantation vers le champ magnétique effectif.

Pour obtenir plus rapidement une solution le paramètre d'amortissement de Gilbert a été pris égal à 1. Ces simulations n'ont donc pas de réalité temporelle, seul l'état d'équilibre nous intéresse. Ces simulations ne prennent pas en compte les effets de la température, les valeurs numériques ne sont donc valides qu'à température nulle.

Le champ magnétique effectif est la somme :

1. du champ magnétique extérieur



2. du champ démagnétisant
3. du champ d'anisotropie magnéto-cristalline

Les paramètres utilisés sont l'aimantation à saturation du matériau et la constante de couplage. Les valeurs utilisées pour les alliages NiFe et CoFe sont repris dans le tableau 2.1. Ces paramètres influent sur le pas du maillage. En effet, pour que la discrétisation spatiale soit correcte, le pas du maillage doit être inférieur à la longueur d'échange. La longueur d'échange,  $L_{ex} = \sqrt{\frac{2A_{ex}}{\mu_0 M_s^2}}$  est la taille d'une ligne de Bloch. Elle est représentative de la plus petite configuration micromagnétique de notre système. Il faut donc que le maillage soit plus petit que cette dimension. Nous avons simulé des plots elliptiques et rectangulaires avec différents pas de maillage. En dessous d'un pas de maillage critique, les résultats sont indépendants de celui-ci. Cela nous fournit un test pratique pour choisir les tailles de maillage des différents matériaux étudiés. Les pas de maillage utilisés sont repris dans le tableau 2.1

Matériaux	$M_s$ (kA/m)	$A_{ex}$ (J/m )	$L_{ex}$ (nm)	Maillage (nm)
NiFe	830	2E-11	6.8	5
CoFe	1430	2E-11	3.8	3

TABLE 2.1: Paramètres utilisés lors des simulations

### 2.2.3 Simulation du retournement de l'aimantation d'un plot magnétique

La simulation nous permet de connaître le cycle d'hystérésis du plot magnétique ainsi que la configuration micromagnétique en chaque point du cycle. Pour briser la symétrie du système, le champ magnétique n'est pas appliqué parallèlement au maillage mais avec un angle de  $1^\circ$ . Les demi-cycles d'hystérésis sont représentés sur la figure 2.3 pour des plots de NiFe (80%-20% ) d'épaisseur 10nm, de longueur  $1.5\mu m$  et de largeur variable.

Les points caractéristiques de ces cycles sont l'aimantation à la rémanence normalisée par l'aimantation à saturation ( $\frac{M}{M_s}$  pour  $H_{ext} = 0$ ), et le champ coercitif ( $H_{ext}$  pour lequel  $M$  change de signe).

Nous retrouvons bien le comportement qualitatif du champ coercitif prévu par le modèle de Stoner et par le calcul du champ démagnétisant d'un plot uniformément aimanté. Quantitativement, le modèle de retournement macrospin est représenté sur la figure 2.4. Les simulations micromagnétiques montrent des champs coercitifs plus petits que ceux calculés par un modèle macrospin. Ce

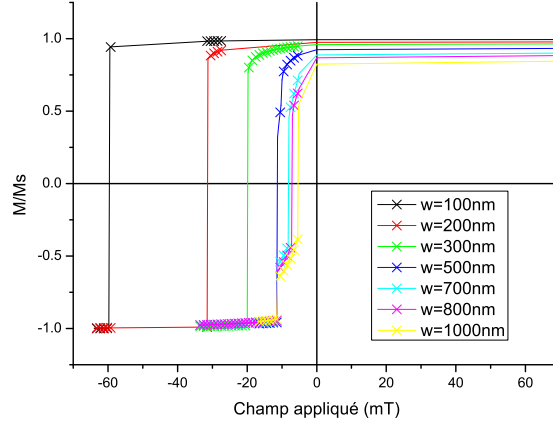


FIGURE 2.3: Demi cycles d'hystérésis d'éléments rectangulaires

comportement est dû à la création de domaines magnétiques à l'intérieur de l'élément magnétique. La différence est d'autant plus grande que l'élément magnétique est petit.

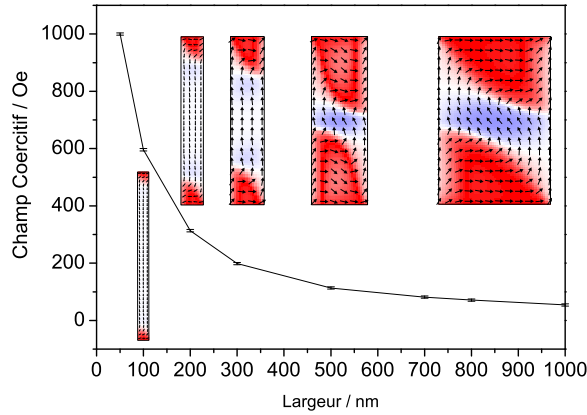


FIGURE 2.5: Champ coercitif et configuration micromagnétique avant retournement d'un élément magnétique de  $1.5\mu\text{m}$  de long en fonction de sa largeur

Pour les plots de grande longueur ( $> 500\text{nm}$ ), la figure 2.5 montre que l'état avant retournement présente deux domaines importants d'aimantation perpendiculaire à l'axe facile qui se rapprochent de l'état intermédiaire macrospin (aimantation uniforme perpendiculaire à l'axe facile). Cela corrobore la convergence des modèles micromagnétiques et macrospin pour les grandes tailles observée sur la figure 2.4.

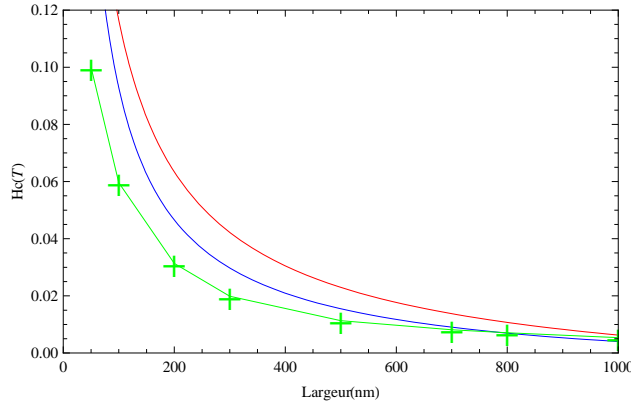


FIGURE 2.4: Comparaison de différents modèles de retournement de l'aimantation : élément rectangulaire (rouge), élément elliptique (bleu), élément rectangulaire à aimantation non uniforme simulé micro-magnétiquement (vert)

Dans le cas d'un dispositif utilisant un couple d'électrodes ayant deux tailles différentes, il faut maximiser la différence d'aimantation moyenne. Les électrodes présentant un cycle d'hystérésis arrondi sont donc défavorables. En effet, expérimentalement un signal électrique lié à la polarisation moyenne du courant devra être mesuré. Si l'électrode présente des domaines, la polarisation du courant issue de cette électrode correspondra à la moyenne de l'aimantation des différents domaines, ce qui provoquera une réduction du signal de magnétorésistance. Si on appelle  $P_1$  la polarisation du courant, dans la première électrode et  $P_2$  la polarisation dans la seconde on a  $P_1 \propto M_1/M_{s1}$  et  $P_2 \propto M_2/M_{s2}$ .

La différence  $P_1 - P_2$  est représentée sur la figure 2.6. En l'absence de domaines magnétiques, cette différence est égale à zéro dans l'état parallèle et à 2 dans l'état antiparallèle (cf figure 2.7.b). Pour deux électrodes de petites taille (plots de 100 nm et 200nm de large), la différence de polarisation est maximale car les cycles sont bien carrés et les champs coercitifs suffisamment différents. En revanche, dans le deuxième cas (plots de 500 nm et 1000 nm de large), les cycles sont moins abrupts (cf figure 2.5) et la différence de polarisation est moins importante. Les petits plots sont donc mieux adaptés à l'étude du magnéto-transport sous champ magnétique extérieur .

Le modèle micromagnétique des éléments rectangulaires permet bien de rendre compte du comportement du champ coercitif en fonction de la largeur. Ce modèle est plus précis que le modèle macrospin pour de plots de faible largeur ( $< 500$ nm) car il permet de rendre compte des mécanismes de retournements non uniforme. Nous allons donc pouvoir utiliser la dépendance en taille du champ de retournement calculée par ce modèle pour concevoir des couples d'électrodes présentant une sélectivité de retournement vis-à-vis du champ magnétique extérieur. Les plots de

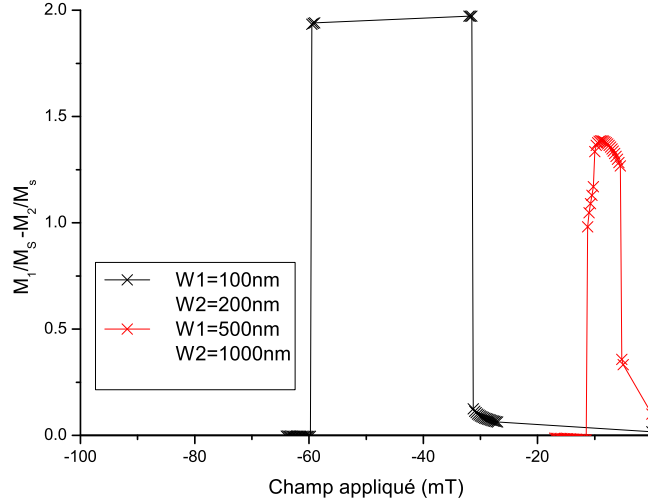


FIGURE 2.6: Différence entre les aimantations moyennes pour deux couples d'électrodes (100nm-200nm et 500-1000nm) obtenue par simulation micromagnétique. L'intervalle de champ pour lequel cette valeur est non nulle représente la zone d'existence de la configuration anti-parallèle.

petite taille ont des configurations plus favorables pour l'observation expérimentale qui nécessite des états micromagnétiques avec l'aimantation la plus uniforme possible.

## 2.2.4 Simulation du retournement de l'aimantation de deux plots en interaction

Lorsque deux éléments magnétiques sont placés à des distances faibles (par rapport à leur taille), ils interagissent par champ rayonné. En première approximation, on peut estimer le champ moyen rayonné par un plot sur l'autre. Si on prend l'hypothèse d'un plot uniformément aimanté, il est possible de calculer analytiquement le champ rayonné.

La figure 2.8 représente la cartographie du champ rayonné par le plot magnétique dans le plan XY. Avec un espacement de plus de 200nm entre les deux électrodes le champ rayonné est majoritairement dirigé selon la direction X. Ce champ rayonné s'ajoute au champ magnétique extérieur et modifie le champ coercitif apparent des plots. L'électrode la plus facile à retourner (douce) crée le champ le plus important du fait de sa taille.

Si l'on fait une moyenne de la composante Hx sur la longueur du plot, nous obtenons la courbe

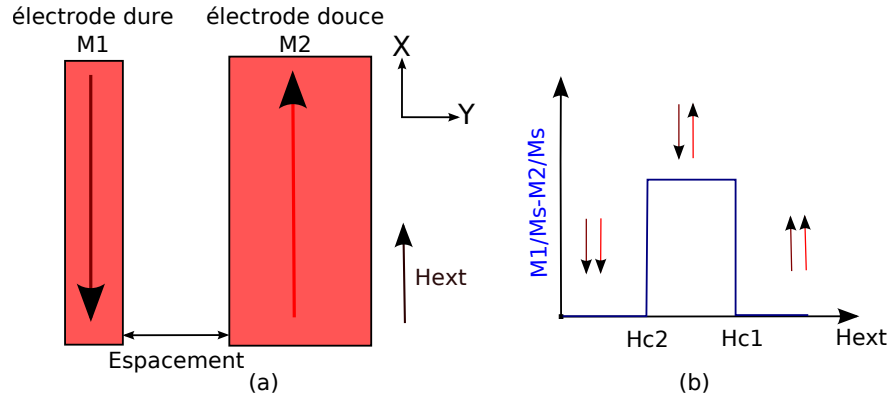


FIGURE 2.7: Définition du système de coordonnées pour l'étude de deux plots magnétiques en interaction (a) et cycle de « magnétorésistance » associé (b)

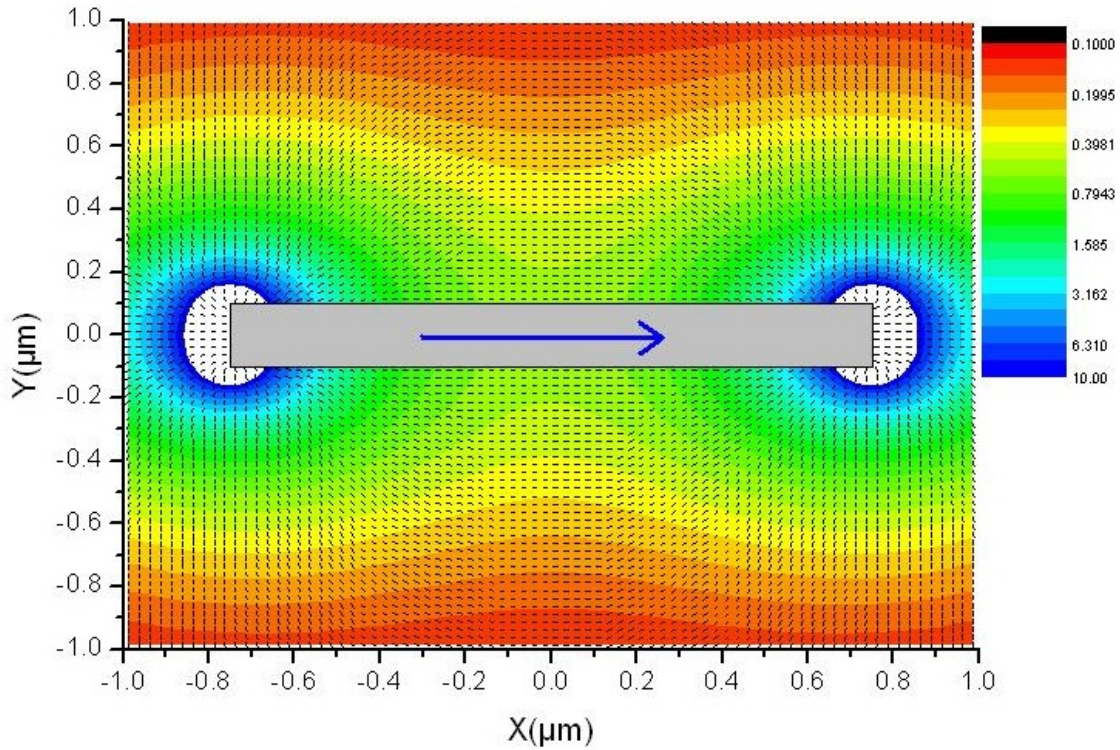


FIGURE 2.8: Champ rayonné par un plot magnétique de NiFe de  $1,5\mu\text{m} \times 0,2\mu\text{m} \times 10\text{nm}$ , le code de couleur représente la projection du champ selon la direction X et les flèches la direction du champ

2.9. L'ordre de grandeur du champ rayonné est alors de quelques mT. Ce champ de fuite vient donc s'ajouter au champ magnétique extérieur et modifie le champ de retournement de la seconde électrode placée à proximité. La configuration des lignes de champ favorise l'état anti-parallèle des électrodes. Le champ coercitif de l'électrode douce devrait donc être diminué et celui de l'électrode dure augmenté.

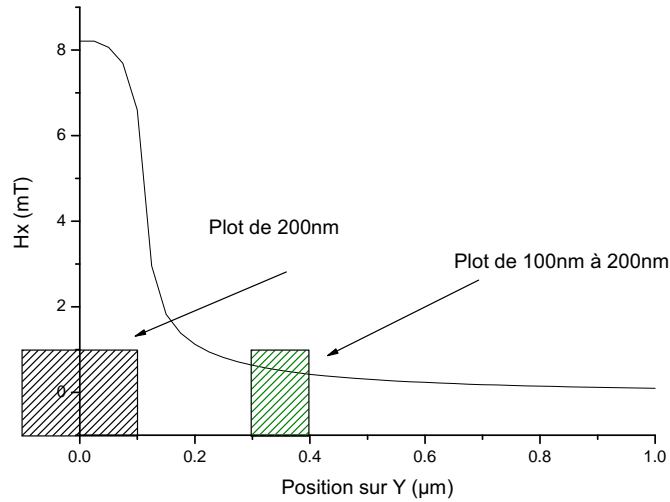


FIGURE 2.9: Champ moyen (selon la direction  $Y$ ) rayonné par un plot de 200nm placé au centre sur un second plot de 100nm en fonction de la distance (en vert un exemple pour une distance de 200nm)

Afin d'analyser en détails l'effet de l'interaction dipolaire sur le champ coercitif des plots, nous avons réalisé des simulations micromagnétiques sur des couples de plots de 100 et 200 nm de large. L'espacement entre les électrodes a été varié de 10nm à 900nm. L'évolution du champ coercitif des deux électrodes est représentée sur la figure 2.10 pour trois modèles différents. Le premier correspond à un plot sans influence, le second prend en compte l'influence d'un champ rayonné moyen et le dernier est une modélisation micromagnétique complète. Les simulations micromagnétiques de deux éléments magnétiques en interaction montrent que pour des distances supérieures à 50 nm, l'interaction dipolaire peut être traitée par la moyenne du champ rayonné. Pour des distances plus petites, l'inhomogénéité du champ rayonné, modifie la configuration en domaines des éléments magnétiques. Même si l'effet du couplage est faible, il peut avoir un impact non négligeable à température finie, puisque les champs coercitifs mesurés seront alors beaucoup plus faibles que leur valeur calculée à température nulle. Ces problématiques seront examinées dans la section 2.4.3.

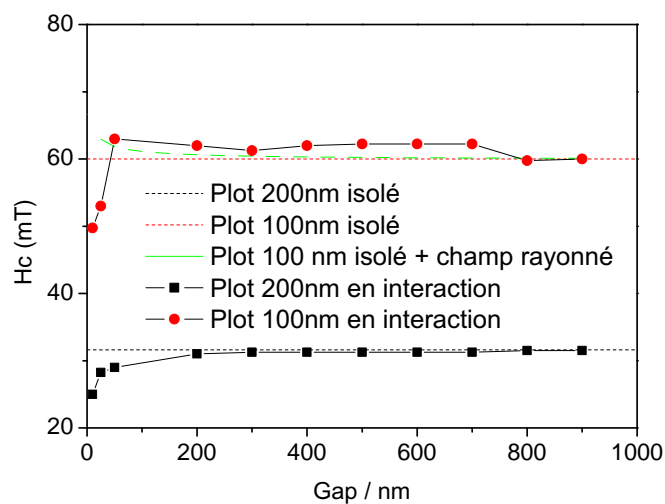


FIGURE 2.10: Champs coercitifs d'un couple de plots en fonction de la distance entre les plots pour des plots sans interaction, en interaction avec un champ dipolaire rayonné moyen, en interaction par calcul micromagnétique.

## 2.3 Simulation du champ créé par une ligne de courant

Le contrôle de l'orientation des plots par un champ magnétique extérieur est possible mais non transposable dans le cas d'un dispositif intégré. Nous allons étudier le dimensionnement notre système pour le retournement par un champ magnétique local induit par un courant électrique. Ainsi, pour retourner l'aimantation de la partie magnétique d'un plot, un courant est envoyé dans la ligne conductrice d'aluminium située au-dessus du plot. Cette ligne conductrice sert à la fois pour générer le champ magnétique et pour assurer la reprise de contact avec l'électrode ferromagnétique. Le métal ferromagnétique est déposé au fond d'un trou gravé dans un oxyde épais et recouvert d'une couche de protection en TaN. Le trou est ensuite rempli de cuivre avec une barrière de diffusion en TiN.

Il faut donc déterminer le courant nécessaire pour faire passer le couple plot d'un état d'aimantation parallèle à anti-parallèle et inversement. Pour un plot de  $0,5\mu m \times 1,5\mu m$ , le champ nécessaire pour saturer l'électrode est estimé à plus de 12000 A/m (cf Section 2.4.1). Cependant, le champ rayonné ne doit pas pouvoir retourner l'aimantation de l'autre électrode : pour cela le champ de fuite sur l'électrode dure ne doit pas excéder 800 A/m. Comme il est impossible de mesurer expérimentalement le champ à l'intérieur du matériau, nous avons simulé le plus précisément possible le champ créé.

Pour obtenir une simulation fiable, nous avons comparé plusieurs modèles permettant de calculer le champ à une distance  $r$  de la distribution de courant dans la ligne d'aluminium. Les modèles par éléments finis ont été réalisés grâce au logiciel COMSOL[5]. La ligne de courant est une ligne d'aluminium de section  $0,5\mu m \times 2,5\mu m$  et de longueur considérée comme infinie. Les trois modèles utilisés sont les suivants :

1. Calcul analytique du champ rayonné par un fil unidimensionnel : on applique la loi de Biot et Savart pour un fil unidimensionnel  $\vec{H} = \frac{I}{2\pi r} \vec{e}_\theta$ . Ce modèle est trop approximatif car la distance à la ligne de courant est de l'ordre de la taille de la ligne. La distribution de courant ne peut donc pas être considérée comme unidimensionnelle. Cependant ce modèle permet de vérifier la cohérence des modèles numériques pour les grandes distances.
2. Calcul du champ rayonné par une ligne rectangulaire parcourue par un courant de densité uniforme : ce calcul est réalisé par éléments finis. Les résultats du calcul présentés sur la figure 2.11 montrent que les lignes de champ au niveau du plot situé sous la ligne conductrice sont parallèles à la surface. De plus, elles sont presque perpendiculaires à l'autre plot, ce qui limite la composante du champ de fuite selon l'axe horizontal susceptible de retourner l'aimantation du plot magnétique. Ce modèle ne prend pas en compte le fait que le courant se répartit entre le cuivre de la reprise de contact et l'aluminium de la ligne.



## Section 2.3 : Simulation du champ créé par une ligne de courant

3. Calcul par éléments finis du champ rayonné par une ligne rectangulaire dans un modèle tridimensionnel : nous commençons par le calcul de la répartition du courant entre la ligne d'aluminium et le plot de cuivre (la barrière de diffusion de nitrure de titane a aussi été prise en compte). La figure 2.13-a montre qu'une partie importante du courant passe dans le plot de cuivre, et ce malgré la couche de nitrure de titane moins conductrice. Le champ magnétique engendré par cette distribution de courant est ensuite calculé. Cela revient à une distribution de courant plus proche de l'élément magnétique. Ce modèle est lourd à manipuler (il faut 150 000 triangles pour mailler le domaine) mais il permet de prendre en compte la distribution non uniforme du courant dans la ligne et le plot. Les paramètres des matériaux sont les résistivités de l'aluminium, du cuivre et du nitrure de titane. Elle sont respectivement :  $2.8 \times 10^{-8}$ ,  $1.7 \times 10^{-8}$  et  $1.3 \times 10^{-6} \Omega.m$ .

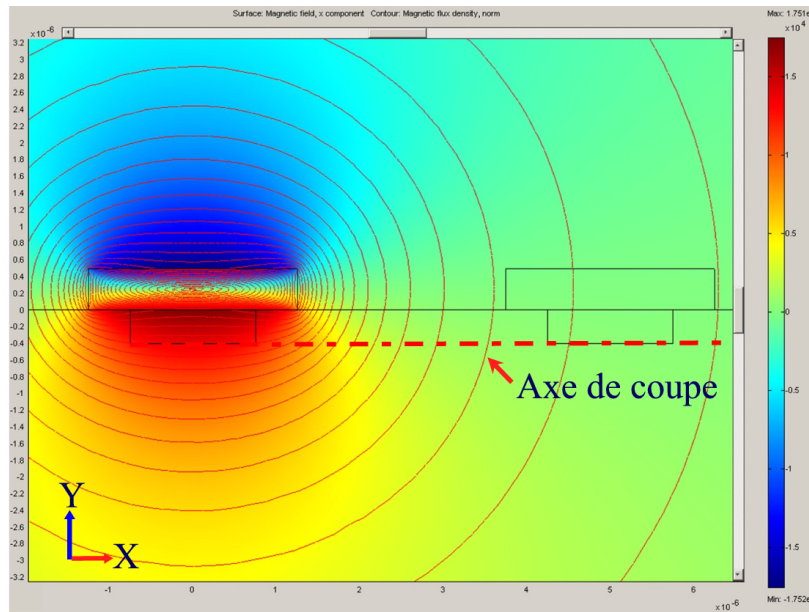


FIGURE 2.11: Lignes de champ magnétique (dimensions en  $\mu m$ ) et projection sur l'axe X du champ magnétique (échelle de couleurs)

La figure 2.12 permet de comparer la composante selon l'axe horizontal du champ créé en fonction de la position pour les différents modèles. Le modèle 3D est peu précis à cause de son maillage grossier, mais il reste le plus rigoureux. Pour une meilleure précision, il faudrait un maillage plus fin, mais le calcul serait beaucoup trop long. Le modèle du fil unidimensionnel est valable uniquement pour les grandes distances. Le meilleur compromis est le modèle bi-dimensionnel, mais il est moins rigoureux, car il ne prend pas en compte la répartition du courant entre le plot et la

ligne. Dans le cas où la longueur du plot est petite devant la longueur de la ligne, ce modèle est valable et beaucoup plus simple à utiliser. C'est donc ce modèle que nous utiliserons.

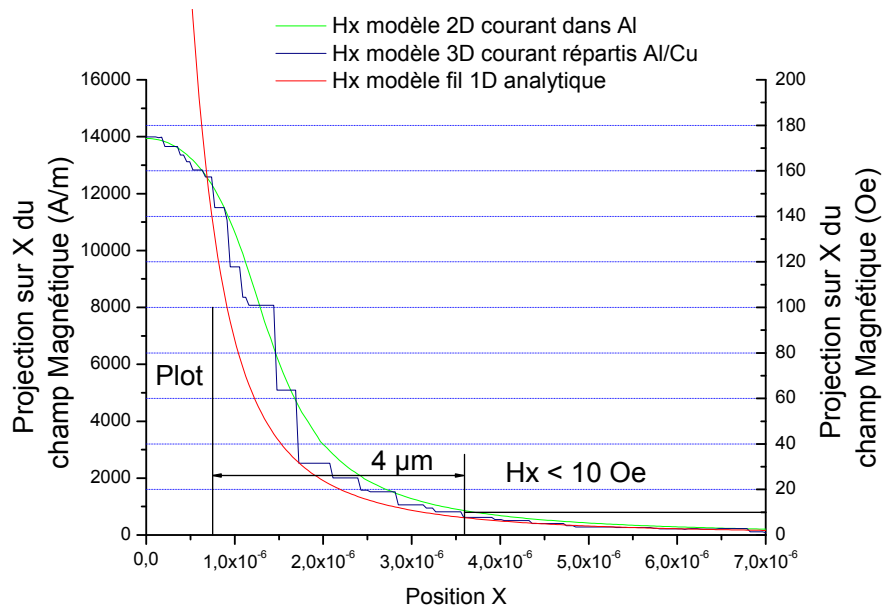


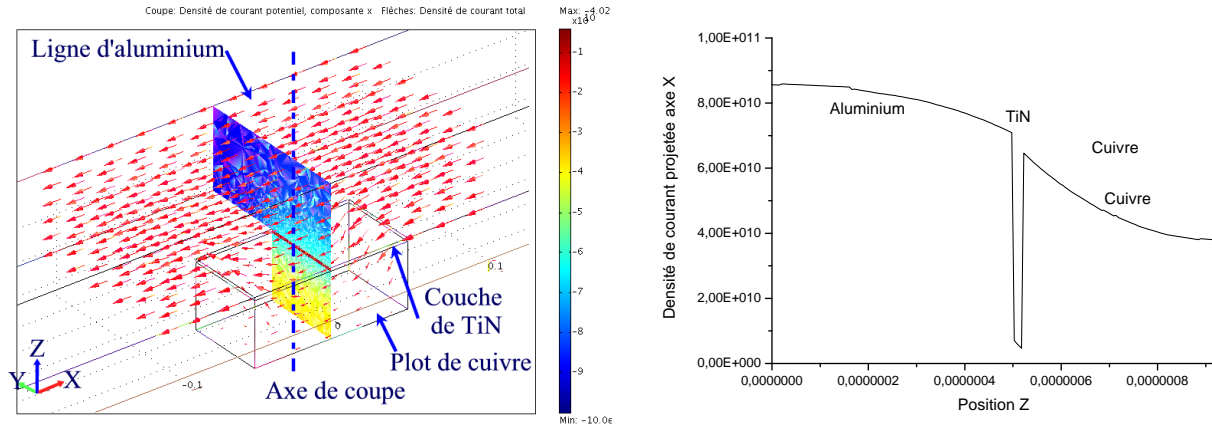
FIGURE 2.12: Comparaisons des différents modèles de calcul du champ créé par le courant de 100mA pour un plot de  $1\mu m \times 1.5\mu m$  (vue selon l'axe de coupe)

Si l'on place la seconde électrode à moins de  $1.5\mu m$  de la première, le champ de fuite atteint 5000A/m, ce qui risque de perturber l'aimantation de l'électrode dure. Du fait de la proximité des électrodes, des problèmes de stabilité de la configuration anti-parallèle peuvent apparaître. Pour éviter cela, il faut compenser l'effet du champ de fuite. Pour cela, nous proposons d'injecter simultanément un courant dans la ligne de courant située au-dessus du second plot (électrode dure) pour compenser le champ de fuite (figure 2.14-b). Ainsi, pour avoir un état parallèle, le même courant est envoyé dans les deux lignes, et pour un état anti-parallèle, on fait circuler des courants de sens opposés.

Les deux champs produits sont représentés sur la figure 2.15 pour les deux configurations de courant. L'application de deux courants opposés diminue peu le champ créé au niveau du plot à retourner, et nous pouvons sans risque faire passer 100mA dans la ligne d'aluminium pour obtenir un champ magnétique de plus de 12000A/m . Le champ créé sera donc suffisant pour saturer les deux électrodes dans un état anti-parallèle.

Nous avons donc montré qu'il était possible de contrôler l'aimantation d'un couple d'éléments magnétiques avec un courant de l'ordre de 100mA dans des lignes de courant situées au dessus des électrodes magnétiques. En appliquant un courant dans les deux électrodes simultanément, il est

## Section 2.3 : Simulation du champ créé par une ligne de courant



(a) lignes de courant et densité de courant dans le plan XY (b) Répartition du courant selon l'axe de coupe

FIGURE 2.13: Résultat du calcul de la répartition du courant entre le plot de cuivre et la ligne de courant en aluminium.

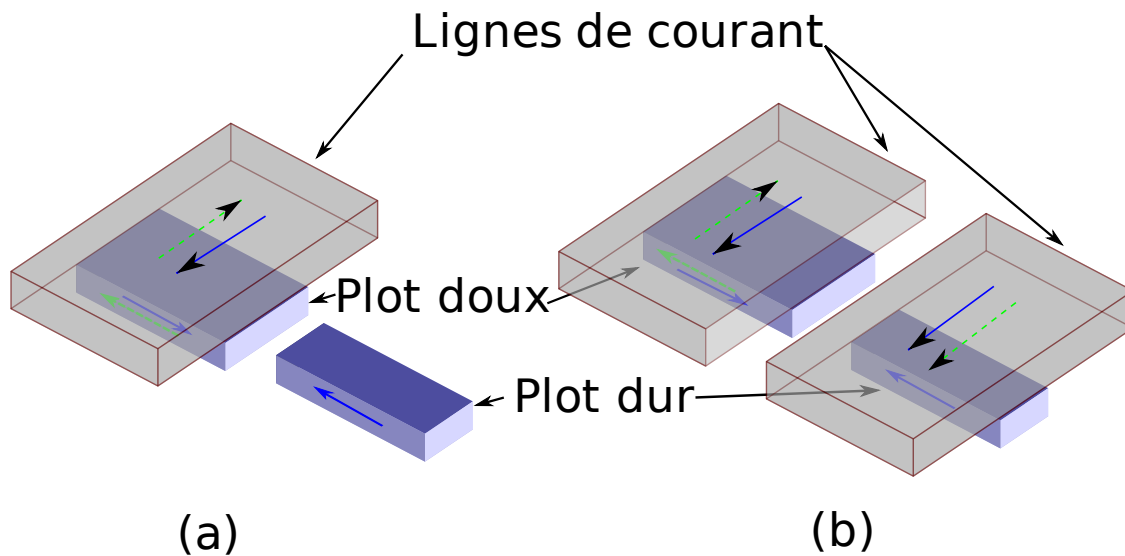


FIGURE 2.14: Schéma de principe de la manipulation de l'aimantation des plots par courant : (a) utilisation d'une électrode douce et d'une électrode dure, (b) Utilisation de deux lignes de champ pour obtenir un état parallèle (traits plein) ou anti-parallèle (pointillés)

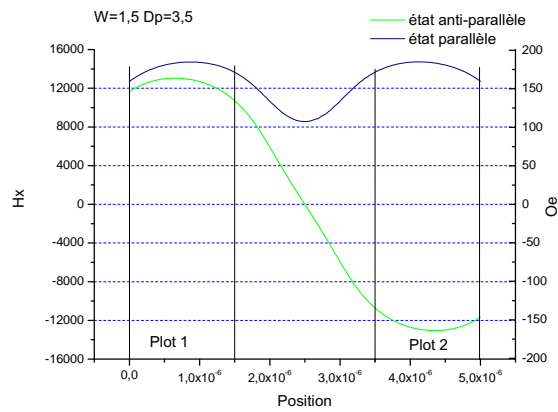


FIGURE 2.15: Champ créé par le courant pour passer dans un état parallèle (bleu) ou anti-parallèle (vert) pour une largeur de plot de  $1.5\mu m$  et un courant de 100 mA dans le mode d'écriture à deux lignes de courant

possible d'obtenir les états parallèles et anti-parallèles en ajustant le sens des deux courants.

## 2.4 Étude expérimentale du retournement de l'aimantation de plots magnétiques

Des plots magnétiques de différentes tailles ont été réalisés par lithographie optique et électronique. Trois techniques différentes ont été utilisées pour transférer ce motif sur le matériau magnétique :

1. La première technique dite de lift-off, consiste à réaliser une lithographie électronique sur du PMMA électro-sensible, ensuite le ferromagnétique est déposé dans les trous et l'excédent de métal est retiré avec la résine avec un solvant.
2. La seconde technique est l'utilisation d'un masque de gravure en résine réalisé par insolation d'une résine photosensible par un rayonnement UV profond.
3. Enfin, pour la dernière technique, des trous sont réalisés par lithographie et gravure dans une couche d'oxyde d'isolation. Le matériau magnétique est ensuite déposé au fond des trous et l'excédent de matériau restant à l'extérieur des trous est retiré par polissage mécano-chimique CMP.

Pour tous les échantillons une fine couche de protection, nitrure de tantale ou platine selon les disponibilités, a été déposée pour prévenir l'oxydation du ferromagnétique. Ces trois techniques donnent des formes de plots différentes en fonction des imperfections de la technique représentées sur la figure 2.16.

Dans le cas du lift-off, le dépôt du ferromagnétique est plus ou moins conforme et cela se traduit par un relief sur les bords. Pour diminuer ce relief il faut utiliser soit un dépôt plus directionnel, soit une plus grande épaisseur de résine. Dans notre cas, il est impossible d'augmenter l'épaisseur de la résine à cause de la lithographie électronique.

Dans le cas de la lithographie et gravure, c'est la sur-gravure qui pose problème. En effet, la gravure des motifs a été faite par usinage ionique (IBE) en ajustant le temps de gravure. Cela a entraîné une sur-gravure importante du substrat qui est gênante pour les études de microscopie magnétique (MFM), car elle produit une topographie en surface de l'échantillon néfaste à l'imagerie en phase. Cela entraîne aussi une sur-gravure latérale qui diminue la taille latérale des plots.

Dans le cas du dépôt en fond de trou, il existe comme pour le lift-off un dépôt sur les flancs du trou. De plus, comme ces échantillons sont réalisés en même temps que d'autres dispositifs destinés à l'étude du transport, après le dépôt du ferromagnétique les trous sont remplis par du cuivre pour les reprises de contacts (voir le processus d'intégration technologique complet en annexe). La présence de cette couche épaisse empêche toute mesure d'aimantation par sonde locale ou par effet magnéto-optique.

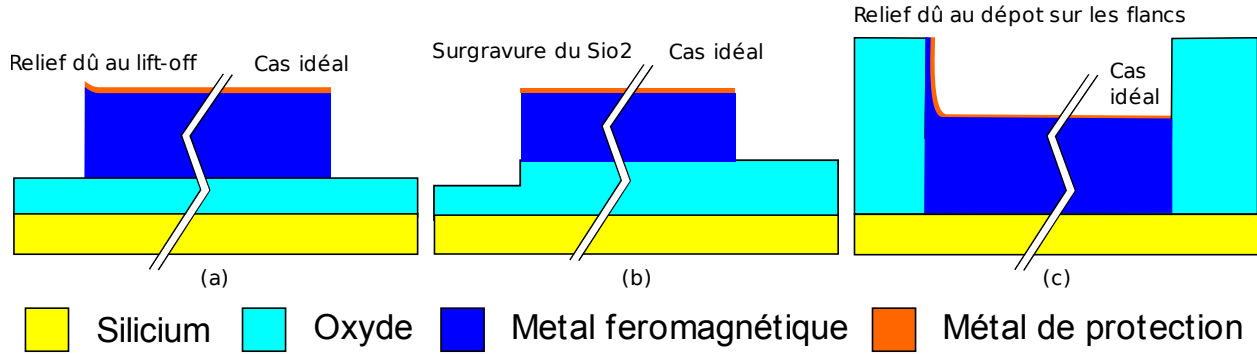


FIGURE 2.16: Impact des méthodes de fabrication sur la morphologie des plots magnétiques : (a) technique de lift-off, (b) technique de lithographie DUV et IBE, (c) technique en fond de trous + CMP

Ces échantillons ont ensuite été caractérisés par différentes méthodes :

1. Par caractérisation de plots uniques par microscopie à force magnétique pour savoir si les éléments magnétiques sont mono-domaines en observant l'état magnétique rémanent.
2. Par caractérisation magnétométrique de réseaux de plots pour étudier rapidement tout le cycle d'hystérésis des éléments magnétiques ainsi que la répartition statistique des champs de retournement des éléments magnétiques.
3. Par caractérisation unitaire de couples de plots par microscopie à force magnétique pour étudier l'effet du couplage entre deux plots de largeurs différentes.

### 2.4.1 Réseaux de plots plats submicroniques

#### Caractérisation morphologique

Pour connaître le champ de retournement de plots de taille sub-micronique nous avons réalisé des réseaux de plots identiques pour une mesure macroscopique de l'aimantation. Ces réseaux carrés de plots identiques sont destinés à être mesurés par magnétométrie. Pour éviter que l'interaction entre les plots n'influence leur comportement, les distances inter-plots sont fixées à  $2 \mu m$  selon le grand axe et  $1.5 \mu m$  selon le petit axe. Les plots magnétiques sont réalisés en NiFe (80%-20%) de 5 ou 10nm d'épaisseur, avec des longueurs de  $1.5 \mu m$ ,  $3 \mu m$  ou  $7 \mu m$  et des largeurs de 250 nm à  $1 \mu m$ . Le processus de fabrication commence par un nettoyage standard des plaques, puis on fait croître un oxyde thermique de 500nm, et enfin le matériau ferromagnétique est déposé. Pour éviter l'oxydation une couche de protection de nitrure de tantale de 3nm est déposée. Ensuite la lithographie UV permet la formation d'un masque de gravure. La gravure est effectuée par

## Section 2.4 : Étude expérimentale du retournement de l'aimantation de plots magnétiques

gravure ionique en ajustant le temps de gravure, ce qui a entraîné une sur-gravure dans l'oxyde de 100nm. Une image de microscopie électronique à balayage SEM est présentée sur la figure 2.17a. En comparant les tailles mesurées aux tailles désirées sur la figure 2.17a, nous pouvons estimer la sur-gravure latérale d'environ 50 nm de chaque côté ; nous pouvons donc l'attribuer à une faible anisotropie de la gravure ionique réactive.

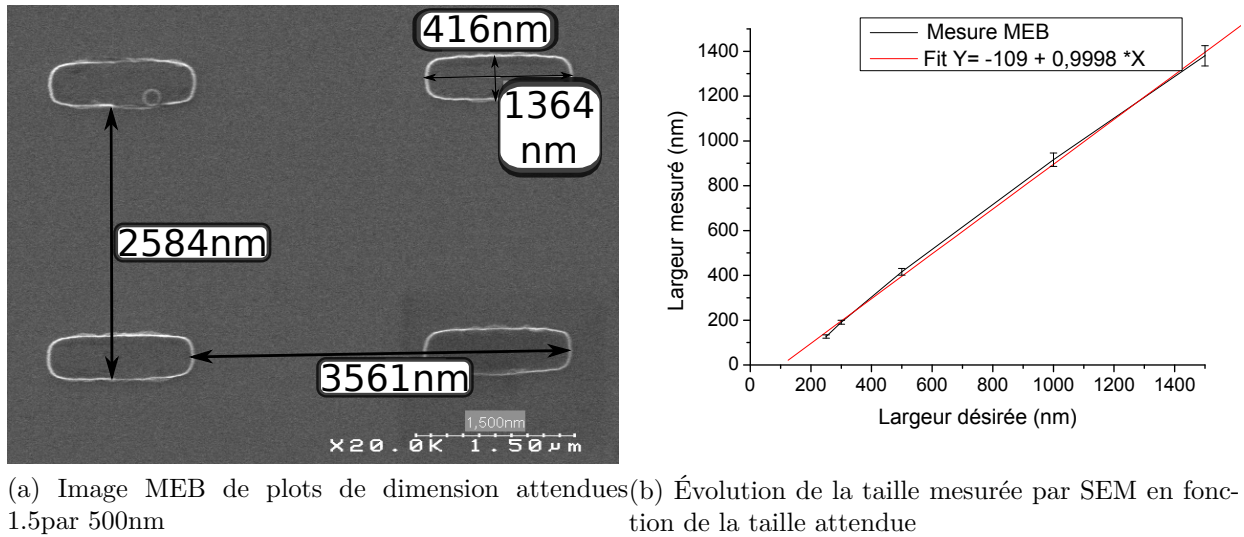


FIGURE 2.17: Caractérisation morphologique des plots réalisés par gravure

### Rappel du principe de la microscopie à force magnétique

La microscopie à force magnétique MFM [8] utilise une pointe AFM magnétique pour mesurer le champ de force créé par un matériau magnétique. La topographie de l'échantillon est d'abord imagée en mode contact intermittent. Cette image topographique est ensuite utilisée pour ré-imager l'échantillon en conservant une distance fixe entre la pointe et l'échantillon. Cette hauteur de vol permet à la pointe d'osciller sans contact avec l'échantillon et de n'être sensible qu'au forces magnétiques s'exerçant entre les dipôles magnétiques de la pointe et de l'échantillon.

Plus précisément, la force engendrée n'est pas mesurable directement, par contre l'effet du gradient de cette force est lui mesurable. La pointe vibrant à fréquence constante, le gradient de champ entraîne une variation de la phase des oscillations de la pointe. Une cartographie en phase de l'échantillon, lorsque la pointe est sans contact direct, présente un contraste permettant de connaître l'état magnétique de l'échantillon .

La pointe créant un champ magnétique, il faut veiller à ce que celui-ci ne modifie pas la configuration magnétique de l'échantillon. On doit donc faire un compromis entre sensibilité (proportionnelle au moment magnétique de la pointe) et perturbation de l'échantillon (plus le moment est grand plus le champ de perturbation est important).

De plus, l'image en phase ( $\varphi_{MFM}$ ) ne représente pas directement l'aimantation de l'échantillon, il faut prendre en compte la raideur du levier  $k$  et son facteur de qualité  $Q$ . L'équation 2.12 relie la phase des oscillations de la pointe au gradient de force pointe-échantillon  $F_z$ . Cette force peut être dérivée de l'énergie d'interaction pointe-échantillon (2.13) et reliée au champ magnétique rayonné par l'échantillon. Il est possible d'approximer la pointe par un dipôle et un mono-pôle [7]. Dans ce cas, la phase s'écrit comme 2.14 où  $q$  et  $m_z$  sont respectivement le dipôle et le mono-pôle associés à la pointe. Le champ  $H_z$  créé par l'échantillon est proportionnel aux charges magnétiques de surface et de volume de l'échantillon et donc à la divergence de l'aimantation.

$$\varphi_{MFM} = -\frac{Q}{k} \frac{\partial F_z}{\partial z} = -\frac{Q}{k} \frac{\partial^2 E_{interaction}}{\partial z^2} \quad (2.12)$$

$$E_{interaction} = -\mu_0 \int_{pointe} \vec{M}_{pointe} \bullet \vec{H}_{ech} dV_{pointe} \quad (2.13)$$

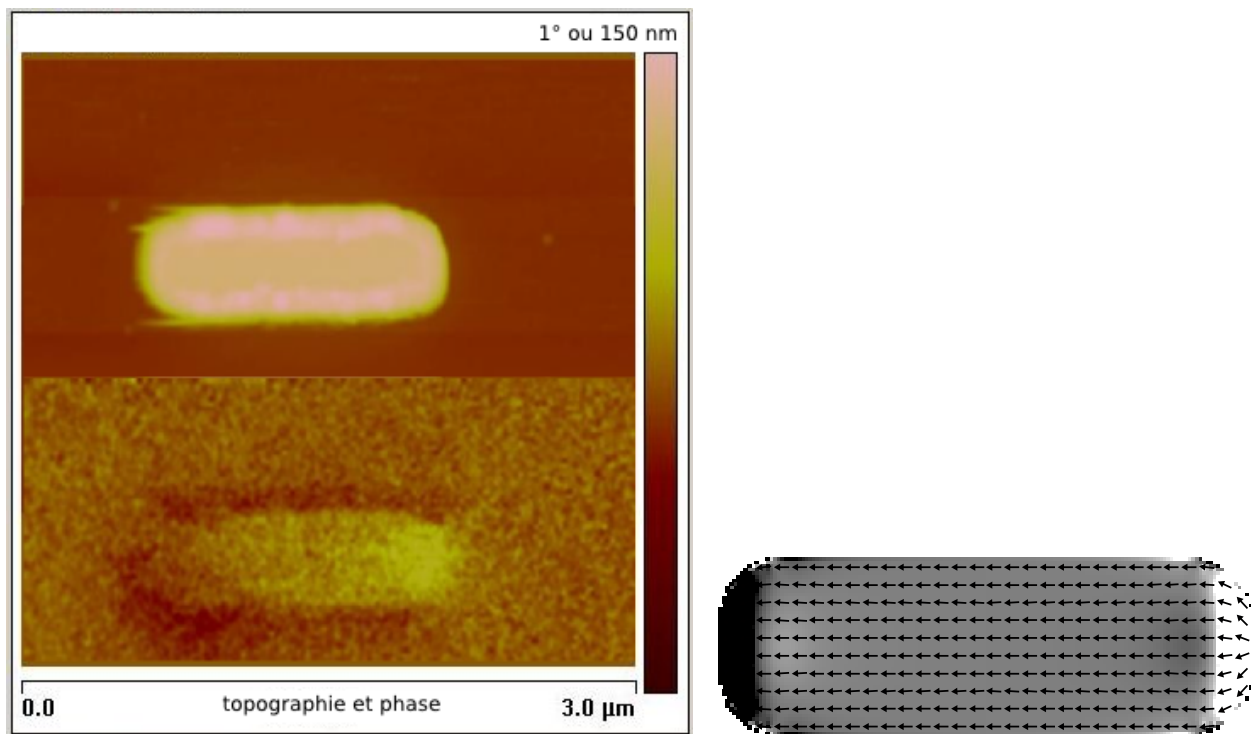
$$\varphi_{MFM} = -\frac{Q}{k} \left( -q \frac{\partial H}{\partial z} + m_z \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} \right) \quad (2.14)$$

## Mesure expérimentale de plots magnétiques uniques par MFM

Les états rémanents de plots magnétiques ont été imagés par microscopie à force magnétique pour des échantillons 1.5  $\mu m$  de longueur et 500nm de largeur. La configuration magnétique à champ nul, présentée sur la figure 2.18-a, montre un seul contraste de phase aux extrémités, ce qui indique un plot mono-domaine et un champ de fuite localisé aux extrémités du plot. Par ailleurs, ce contraste de phase est cohérent avec la simulation à champ nul (par le logiciel OOMMF) de la divergence de l'aimantation. Cette image a été réalisée avec une pointe en silicium recouverte d'une couche de Co/Cr avec un faible moment magnétique, de l'ordre de  $0.3 \times 10^{-16} A.m^2$  (de référence Veeco MESP-LM). Une pointe avec un moment plus important aurait fourni des images en phase plus nettes, mais le champ de fuite de la pointe aurait modifié complètement la configuration magnétique de l'échantillon.

Par ailleurs, pour un plots plus larges que 500nm, la configuration micromagnétique s'est avérée instable et multi-domaines. En effet, malgré l'utilisation d'une pointe à faible moment magnétique, la configuration magnétique de l'élément de  $1,5\mu m \times 1\mu m$  représentée sur la figure 2.19 met en évidence plusieurs domaines et est de surcroît modifiée par le passage de la pointe au centre du





(a) Image de topographie (haut) et de phase d'un plot (bas) de  $1.5\mu\text{m}$  par  $0.5\mu\text{m}$  montrant une configuration monodomaine (b) simulation par différence finie de la divergence de l'aimantation

FIGURE 2.18: Imagerie et simulation de configuration magnétique

plot. Ce type de plots magnétiques n'est donc pas adapté à une utilisation pour un dispositif d'injection de spin.

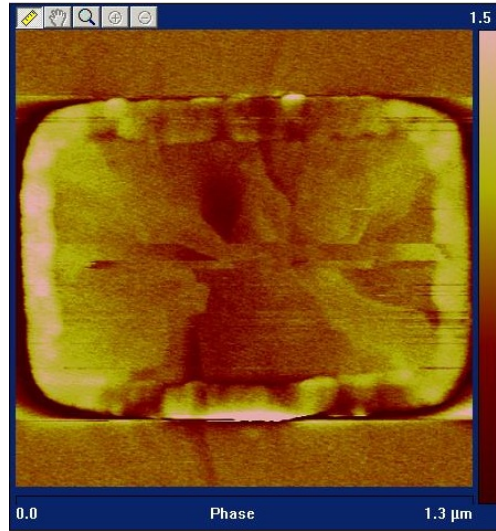


FIGURE 2.19: Image en phase d'un plot de 1.5µm par 1 µm montrant une configuration multi-domaines

Une solution consisterait à utiliser un matériau avec une forte anisotropie magnéto-cristalline uni-axiale favorisant l'état mono-domaine désiré. Mais cela augmenterait en contrepartie le champ coercitif rendant problématique le contrôle par une ligne de courant. En résumé, les plots de largeur inférieure ou égale à 500nm et de 1,5µm de longueur sont bien adaptés pour obtenir des éléments magnétiques mono-domaines stables.

### Mesures de magnétométrie de réseaux de plots

Les mesures de magnétométrie ont été effectuées avec un magnétomètre à échantillon vibrant (VSM) ou un magnétomètre à SQUID. Le magnétomètre à SQUID mesure la variation de flux dans un dispositif supraconducteur lorsque l'échantillon magnétique passe dans les bobines de détection. Le VSM mesure la tension induite par la vibration de l'échantillon dans une bobine. Le VSM permet des mesures plus rapides mais moins précises que le SQUID. Dans cette thèse, le VSM utilisé est de marque Lakeshore avec une résolution de  $10^{-6} A.m^2$  et le SQUID de marque Quantum Design avec une résolution de  $10^{-8} A.m^2$ . Ces mesures permettent de déterminer le champ coercitif moyen de l'assemblée de plots magnétiques en fonction des dimensions des éléments magnétiques.

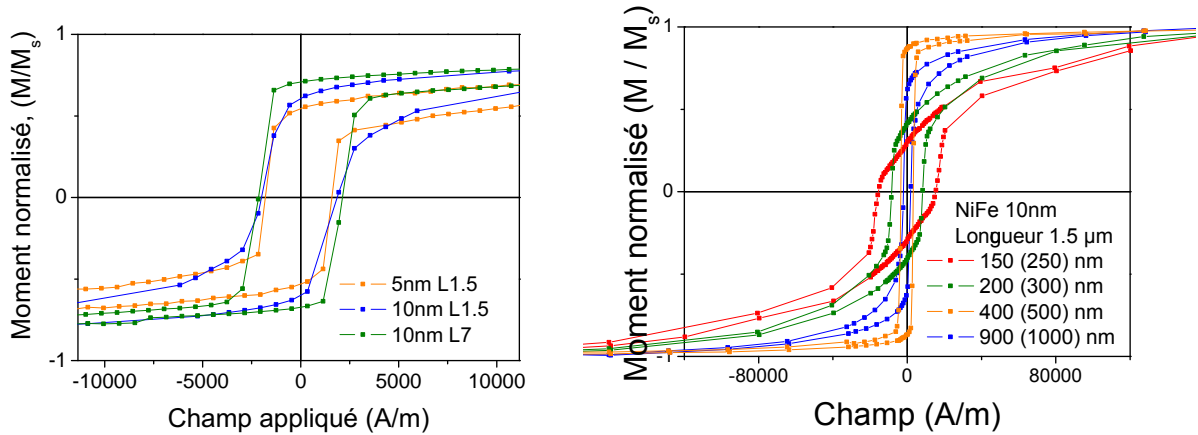
Les caractéristiques géométriques des plots analysés lors de cette étude sont récapitulées dans le tableau 2.2.

## Section 2.4 : Étude expérimentale du retournement de l'aimantation de plots magnétiques

Matériau	Épaisseur	Longueur	Largeur nominale	Largeur mesurée
NiFe	10nm	1.5 $\mu$ m	250, 300, 500, 1000	150, 200, 400, 900
NiFe	10nm	7 $\mu$ m	200, 250, 500, 1000	100, 150, 400, 900
NiFe	5nm	1.5 $\mu$ m	1000nm	900nm

TABLE 2.2: Récapitulatif des échantillons analysés

Sur la figure 2.20-a on peut voir que les cycles sont peu influencés par l'épaisseur ou la longueur des plots. En revanche, l'influence de la largeur est très importante comme le montre les figures 2.20-b et 2.10-a. Le champ coercitif augmente avec la largeur et les cycles s'arrondissent. L'augmentation du champ coercitif est donc bien corrélé à la diminution de la largeur comme pour les plots réalisés par gravure.

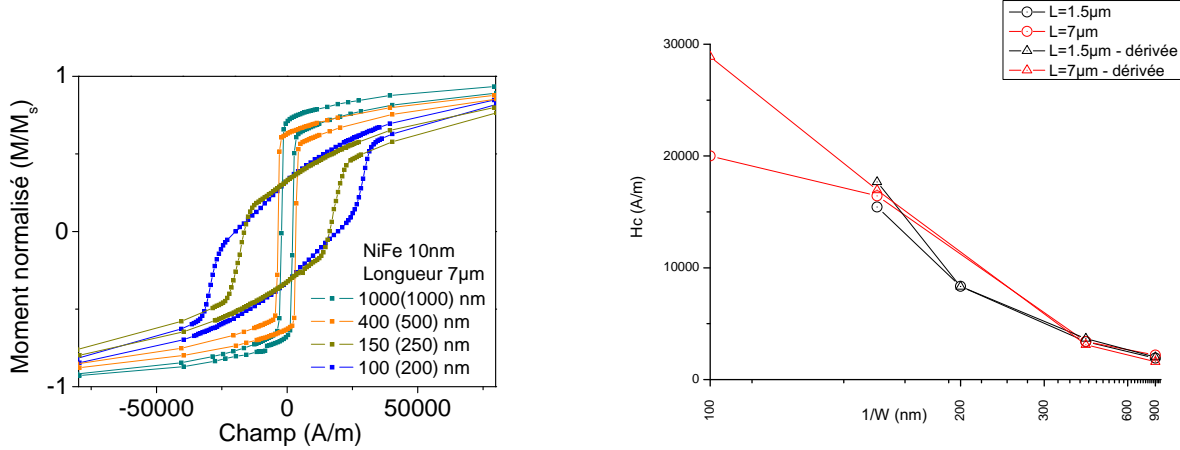


(a) différentes épaisseurs et longueurs (en micron) (b) différentes largeurs à longueur fixée :  $L = 1.5\mu m$

FIGURE 2.20: Cycles d'hystérésis pour différents paramètres géométriques

Une étude approfondie du champ coercitif en fonction de la largeur du plot est présentée sur la figure 2.21-b. Pour déterminer le champ caractéristique de retournement de l'aimantation, on peut mesurer soit le champ coercitif ( $M$  tq  $M(H_c) = 0$ ), soit le maximum de la dérivée ( $H_c = \text{Max} \left( \frac{dM(H)}{dH} \right)$ ). La différence entre ces deux définitions est liée à l'arrondissement des cycles qui fausse la détermination de  $H_c$ . L'arrondissement du cycle peut être dû à deux phénomènes : un effet statistique lié à une distribution de champs de retournement et un effet d'arrondissement dû à une contribution des re-dépôts de ferromagnétique sur le substrat durant l'étape de gravure. Le redépôt a un effet différent pour chaque taille de plots car sa contribution est à peu près constante

en valeur absolue mais l'aimantation à saturation des plots diminue avec leur taille. Il est donc préférable d'utiliser le critère du maximum de la dérivée car celui ci n'est pas affecté par l'effet du redépôt.



(a) Cycle d'hystérésis pour différentes largeurs à longueur fixée  $L = 7\mu\text{m}$  (b) Champ coercitif des réseaux de plots en fonction de l'inverse de la largeur

FIGURE 2.21: Effet de la largeur des plots sur le champ coercitif

En résumé, cette étude sur des plots réalisés par gravure, montre que le champ de retournement augmente quand  $W$  diminue, comme prévu par les simulations, avec une loi approximativement en  $\frac{1}{w}$ . La sélectivité au retournement par un champ magnétique extérieur est maximale pour les couples de plots les moins larges. Un bon compromis entre sélectivité, facilité de fabrication et aimantation mono-domaine correspond à un couple de plots de 500nm et 250nm de large.

## 2.4.2 Réseaux de plots enterrés

### Morphologie de plots

Dans le dispositif destiné à l'étude du transport dépendant du spin, les plots magnétiques sont réalisés en fond de trous pour permettre l'intégration du dispositif dans une technologie CMOS. La première difficulté est le contrôle du dépôt en fond de trou. L'image SEM (gauche) de la figure 2.22, présente la morphologie des trous à remplir (cf description détaillée dans la partie procédé de fabrication) : on reconnaît la couche d'oxyde d'isolation en silice réalisée par dépôt chimique en phase vapeur (CVD) qui est déposée sur le substrat de silicium oxydé thermiquement en surface

## Section 2.4 : Étude expérimentale du retournement de l'aimantation de plots magnétiques

(cet oxyde est souvent nommé oxyde piédestal). Ensuite, des trous nanométriques ont été ouverts au fond desquels le métal ferromagnétique a été déposé. La couche de silice est recouverte d'une couche de SiN nécessaire au procédé complet de fabrication (protection des contacts ohmiques en tungstène). L'oxyde piédestal, visible sur l'image TEM (droite), est réalisé par oxydation thermique et assure de bonnes caractéristiques électriques.

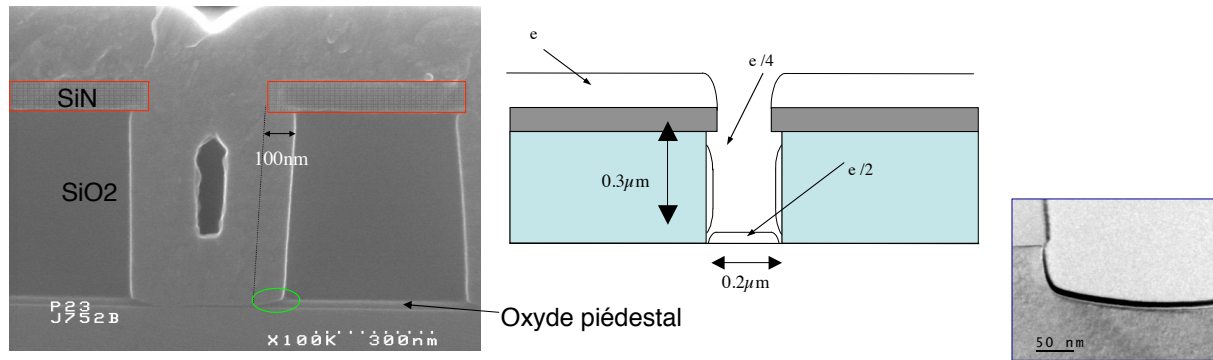


FIGURE 2.22: Coupe SEM d'un trou de contact (remplis de TiN pour un meilleur contraste), représentation schématique de l'effet du dépôt en fond de trou, image TEM de la couche magnétique

L'effet principal du dépôt en fond de trou est illustré sur le schéma et l'image TEM (droite) de la figure 2.22 : l'effet d'ombrage diminue l'épaisseur déposée sur les flancs et en fond de trous. Par ailleurs, la taille des trous est augmentée par la gravure humide de fond de contact d'environ 100nm de chaque côté. Le fond de contact n'est pas complètement plat à cause de la faible vitesse de gravure de l'oxyde piédestal (ellipse verte) par rapport à l'oxyde CVD.

### Caractérisation magnétométrique

Des réseaux de plots ayant différentes largeurs, différentes sous-couches d'oxyde et différentes longueurs ont été réalisés pour mesurer les propriétés magnétiques de ces échantillons. En effet, il est important de connaître les champs de retournement des différents plots en fonction de leur taille pour pouvoir prévoir le comportement du dispositif de test. Lors de l'utilisation sous champ magnétique extérieur, il faut un injecteur et un collecteur présentant des champs coercitifs les plus différents possible. Pour une utilisation avec des lignes de courant, il faut que le champ de retournement soit le plus faible possible pour l'électrode à retourner. Ces mesures nous permettent donc de déterminer les meilleurs dispositifs pour les tests électriques. Dans la suite, nous dénommerons les plots par leur taille nominale sans prendre en compte la sur-gravure.

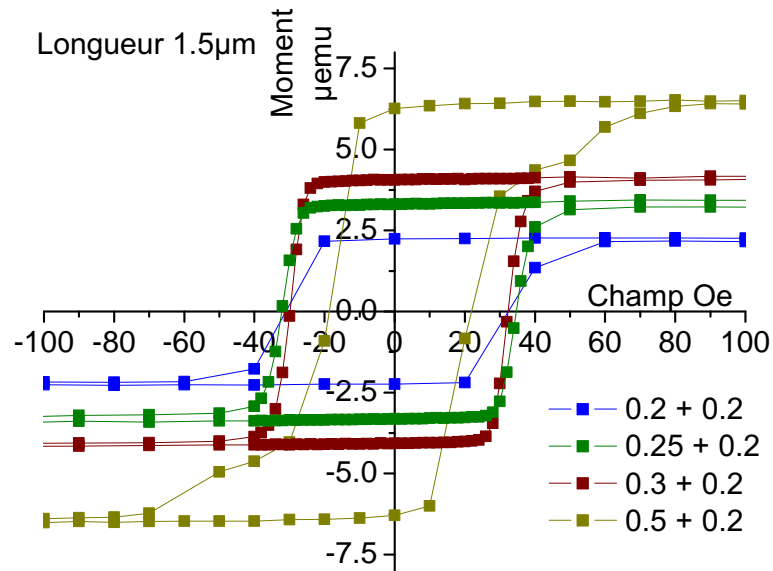


FIGURE 2.23: Cycles d'hystérésis de réseaux de plots pour différentes largeurs. Les valeurs indiquées correspondent aux largeurs nominales en microns augmentée de  $0.2\mu\text{m}$  dû à la sur-gravure du masque d'oxyde.

Les cycles d'hystérésis en fonction de la largeur des plots affichent bien le comportement attendu d'augmentation du champ coercitif avec la diminution de la largeur. Ces cycles sont assez carrés malgré la morphologie imposée par le dépôt en fond de trou.

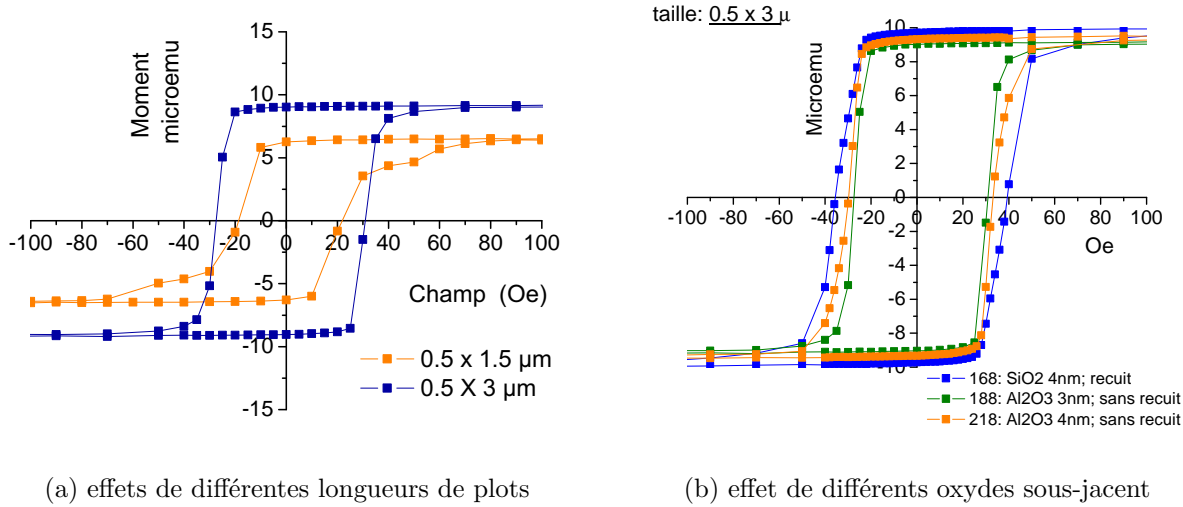


FIGURE 2.24: Effets des paramètres de dépôt sur les cycles d'hystérésis de réseaux de plots

La figure 2.24 montre que le recuit (sous  $\text{N}_2\text{H}_2$  @  $400^\circ\text{C}$  pendant 10min) et l'épaisseur d'oxyde influent sur le champ coercitif. Ces paramètres doivent être pris en compte lors des mesures de magnétorésistance. Les plots plus longs permettent d'obtenir des cycles plus carrés, mais ils augmentent le champ coercitif. Cette augmentation n'est pas expliquée par notre modèle simple pour les plots plats. Elle peut être due au dépôt en fond de trou qui peut produire des différences de morphologie en fonction du rapport d'aspect du trou. Ces modifications dues aux conditions de dépôts ne changent pas l'effet de la largeur sur le champ coercitif il ajoutent juste un décalage global.

Le couple de plot offrant le meilleur contrôle de l'aimantation par champ magnétique extérieur est composé d'un plot de  $1.5\mu\text{m} \times 0.2\mu\text{m}$  (plot dur) et  $1.5\mu\text{m} \times 0.5\mu\text{m}$  (plot doux) (Cf figure 2.23). Pour un contrôle par ligne de courant, ce couple est aussi un bon choix car il permet d'avoir une écriture facile avec un courant de 100mA et une grande résistance du plot dur au champ de fuite.

### 2.4.3 Analyse de l'interaction de couples de plots déposés en pleine plaque

Pour s'affranchir des contraintes de fabrication des échantillons précédents liées principalement à la réalisation de plots magnétiques en fond de trous d'oxyde, de nouveaux échantillons ont été réalisés. De plus, pour permettre l'étude de l'influence mutuelle des plots magnétiques couplés, par microscopie à force magnétique, ces plots sont réalisés sans reprise de contacts électriques. Ces



échantillons sont fabriqués par un procédé de lithographie électronique suivis d'un lift-off. Les plaques de silicium sont nettoyées et de la résine est déposée pour former une couche d'environ 250 nm d'épaisseur. La lithographie électronique permet de réaliser des trous de taille  $1.5\mu\text{m} \times 100\text{nm}$  et  $1.5\mu\text{m} \times 200\text{nm}$  espacées d'une distance variable entre 100nm et 800nm. Le matériau magnétique est alors déposé pour former une couche de 10nm suivie d'un dépôt d'encapsulation en platine de 2nm. Rappelons que le lift-off consiste à plonger l'échantillon dans une solution dissolvant la résine qui permet d'éliminer le matériau magnétique partout où il y a de la résine. Il ne reste sur l'échantillon que les plots en couche mince magnétique déposés directement sur le substrat.

La méthode de dépôt du matériau magnétique est importante car si ce dépôt est trop conforme, un dépôt va se former sur les flancs du trou dans la résine. Cela rend difficile le retrait de la résine entre les motifs et provoque la création d'un relief sur le pourtour des plots. Ce comportement est illustré sur l'image de microscopie à force atomique de la figure 2.25. L'image en phase met en évidence la présence d'un contraste de phase entre les deux extrémités du plot, ce qui confirme une configuration mono-domaine.

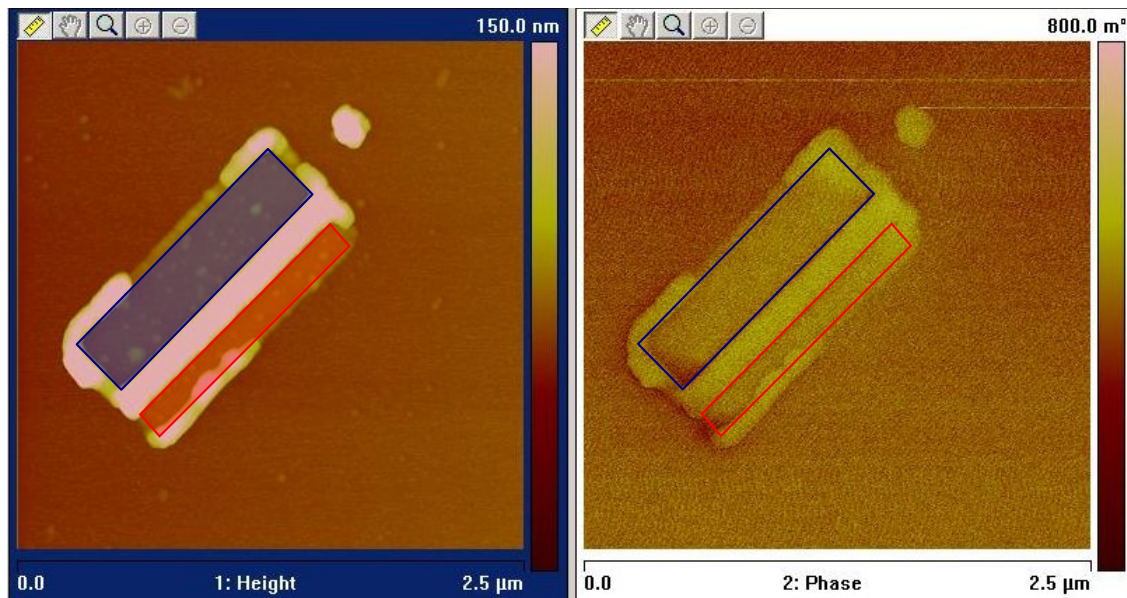


FIGURE 2.25: Image AFM (à gauche) et MFM (à droite) d'un couple de plots réalisé par pulvérisation de NiFe (plot doux en bleu et dur en rouge).

Pour pallier à ce problème de fabrication, une couche mince de cobalt a été déposée sur un nouvel échantillon par évaporation au canon à électrons. Cette technique beaucoup plus directionnelle a permis d'obtenir des éléments magnétiques plus plats, avec des bords moins rugueux. Le cobalt a une aimantation à saturation plus grande que le NiFe, mais plus faible que le CoFe. Le comportement



## Section 2.4 : Étude expérimentale du retournement de l'aimantation de plots magnétiques

de ces éléments magnétiques doit donc être intermédiaire entre celui du CoFe et celui du NiFe que nous avons simulé. Nous avons réalisé l'imagerie par microscopie à force magnétique de 25 couples de plots magnétiques. Ces plots magnétiques ont été mesurés à la rémanence après application d'impulsions de champs d'amplitude croissante. Cette méthode permet de mesurer les champs de retournement des différents plots. Sur la figure 2.26, on peut observer l'évolution du nombre de plots orienté en sens inverse du champ magnétique appliqué. On peut avoir ainsi une idée du champ coercitif moyen pour chaque largeur de plot. On retrouve encore qualitativement le comportement du champ coercitif en fonction de la largeur des plots. Le champ de retournement des plots de petites largeurs est hors d'atteinte de notre électro-aimant, il n'est donc pas possible de mesurer leur champ coercitif.

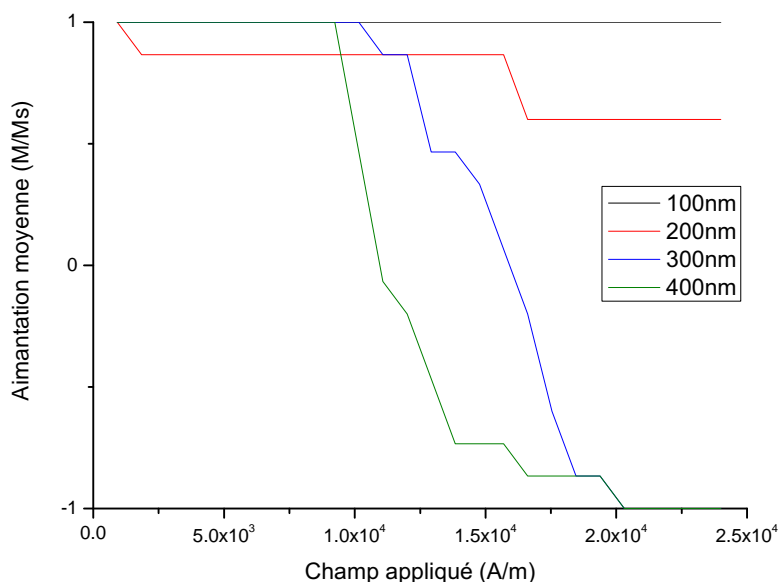


FIGURE 2.26: Hystérésis déduit des images MFM pour différentes largeurs de plots

Nous avons aussi mesuré les champs de retournement par MFM des couples de plots avec différents espacements inter-plots, mais nous n'avons pu confirmer les tendances des simulations. Il semblerait que l'effet des défauts de lithographie soit plus important que l'effet de l'espacement. Sur la figure 2.26 on peut quantifier l'effet de ces défauts à environ 10000A/m ce qui est plus grand que l'effet attendu qui est au maximum de 400A/m. Pour s'affranchir des effets de rugosité, il faudrait réaliser plusieurs réseaux de couples de plots identiques et effectuer une mesure de champ de retournement moyen pour chaque réseau.

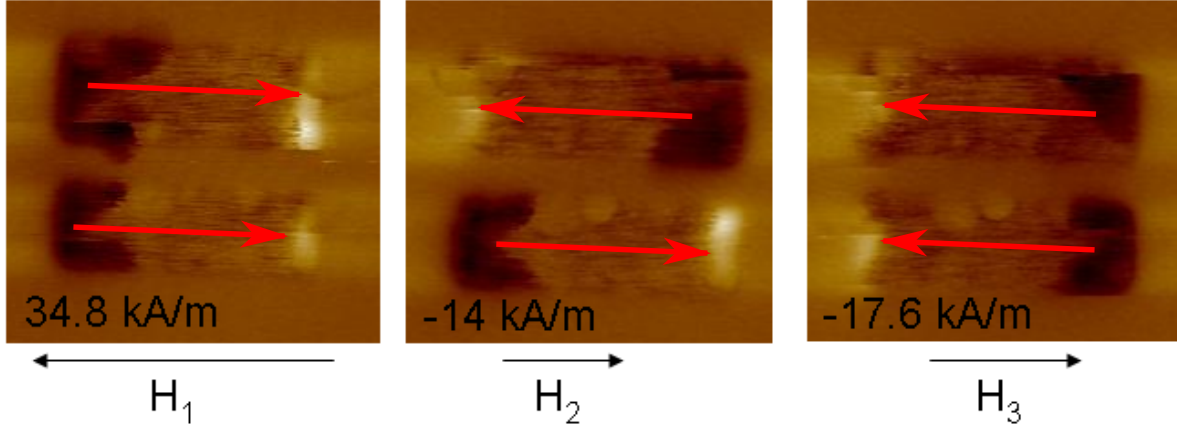


FIGURE 2.27: Image MFM d'un couple de plots magnétiques (de largeurs 200 et 300nm) réalisé par évaporation de Co en configuration parallèle, anti-parallèle et parallèle en fonction du champ magnétique extérieur appliqué

Le couplage par champ magnétique dipolaire n'est donc pas assez important pour les géométries considérées pour modifier notablement les champs de retournement de l'aimantation des plots magnétiques. Par contre il nous a été possible d'observer directement le passage de l'état parallèle à l'état anti-parallèle, comme le montre l'image MFM de la figure 2.27. Nous avons donc démontré le contrôle de l'aimantation d'un couple d'électrodes mono-domaines par un champ magnétique extérieur.

## 2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié les électrodes magnétiques nécessaires à la réalisation de dispositifs spintroniques sur silicium par simulations micromagnétiques et études expérimentales.

Nous avons montré par simulation micromagnétique le comportement du champ de retournement des électrodes ferromagnétiques à température nulle. Ensuite nous avons étudié l'effet du champ de fuite des électrodes magnétiques sur le couplage entre deux plots disposés côte à côte. Pour finir, nous avons simulé le champ créé par une ligne de courant pour retourner l'aimantation du plot situé en dessous. Nous avons proposé une méthode permettant d'éviter tout risque d'écriture accidentelle du deuxième plot magnétique d'un dispositif.

Des échantillons ont été réalisés pour une étude expérimentale des éléments magnétiques rectangulaires. Nous avons montré que pour obtenir des plots mono-domaines de NiFe il faut une largeur sub-micronique (pour une longueur de 1,5  $\mu\text{m}$  et une épaisseur de 10nm). Ensuite, en étudiant le

## Section 2.5 : Conclusion

---

champ coercitif de réseaux de plots en fonction de la largeur nous avons montré, qu'il obéit à une loi en  $\frac{1}{w}$ . Dans le cas de plots enterrés comme dans le dispositif final, nous avons pu aussi observer une telle dépendance, malgré les formes plus complexes, dues au procédé de fabrication des éléments magnétiques. Finalement, nous avons pu observer directement les deux états (parallèle et anti-parallèle d'un couple de plot) et démontrer ainsi la possibilité de contrôle de l'aimantation par un champ magnétique extérieur.

## 2.6 Bibliographie

- [1] Amikam Aharoni. Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms. *J. Appl. Phys.*, 83(6) :3432–3434, March 1998.
- [2] M. Barthelmess, A. Thieme, R. Eiselt, and G. Meier. Stray fields of iron electrodes for spin-polarized transport. *J. Appl. Phys.*, 93(10) :8400–8402, May 2003.
- [3] M.J. Donahue and D.G. Porter. *Interagency Report NISTIR 6376*,, chapter OOMMF User's Guide, Version 1.0. National Institute of Standards and Technology, MD, Gaithersburg, Sept 1999.
- [4] P. Gallo, A. Arnoult, T. Camps, E. Havard, C. Fontaine, L. Lombez, T. Amand, X. Marie, and A. Bournel. Self-aligned and stray-field-free electrodes for spintronics : An application to a spin field effect transistor. *J. Appl. Phys.*, 101(2) :024322–4, January 2007.
- [5] <http://www.comsol.fr/>. Femlab , reference manual. Technical report, COMSOL, 2006.
- [6] T. Last, S. Hacia, M. Wahle, S. F. Fischer, and U. Kunze. Optimization of nanopatterned permalloy electrodes for a lateral hybrid spin-valve structure. *J. Appl. Phys.*, 96(11) :6706–6711, December 2004.
- [7] J. Lohau, S. Kirsch, A. Carl, G. Dumpich, and E. F. Wassermann. Quantitative determination of effective dipole and monopole moments of magnetic force microscopy tips. *J. Appl. Phys.*, 86(6) :3410–3417, September 1999.
- [8] Y. Martin and H. K. Wickramasinghe. Magnetic imaging by “force microscopy” with 1000 [a-ring] resolution. *Appl. Phys. Lett.*, 50(20) :1455–1457, May 1987.
- [9] G. Meier and T. Matsuyama. Magnetic electrodes for spin-polarized injection into inas. *Appl. Phys. Lett.*, 76(10) :1315–1317, March 2000.
- [10] Guido Meier, Rene Eiselt, Markus Bolte, Miriam Barthelmess, Thomas Eimuller, and Peter Fischer. Comparative study of magnetization reversal in isolated and strayfield coupled microcontacts. *Appl. Phys. Lett.*, 85(7) :1193–1195, August 2004.
- [11] J. A. Osborn. Demagnetizing factors of the general ellipsoid. *Phys. Rev.*, 67(11-12) :351–357, Jun 1945.

- [12] E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences (1934-1990)*, 240(826) :599–642, May 1948.

## 2.7 Conversion des unité CGS SI

Voici le tableau de conversion entre les unité CGS et MKSA (SI)

Symbole	Nom	Unité SI	Unité CGS	Conversion
B	Induction	<i>Tesla</i>	<i>Gauss</i>	$10^4 G = 1 T$
H	Champ	$A/m$	<i>Oersted</i>	$1 Oe = 1 G = \frac{1000}{4\pi} A/m \approx 80 A/m$
M	Aimantation	$A/m$	$emu/cm^3$	$1 emu/cm^3 = 1 kA/m$
m	Moment magnétique	$A.m^2$	<i>emu</i>	$1 A.m^2 = 10^3 emu$

TABLE 2.3: Tableau de conversion des unités CGS SI

# Chapitre 3

## Etude des mécanismes de transport électrique dans les dispositifs à injection de spin

### 3.1 Introduction

La jonction métal-isolant-silicium est la brique de base des dispositifs spintroniques sur silicium étudiés lors de cette thèse. Dans un premier temps, nous allons présenter les différents dispositifs permettant d'étudier le transport des charges dans ces échantillons. Dans un second temps, nous discuterons les résultats expérimentaux et les modélisations associées. La jonction FerroMagnétique-Isolant-Silicium (FMIS) doit assurer l'injection efficace des porteurs polarisés en spin dans le silicium. Cette jonction est composée d'une couche de diélectrique ultramince intercalée entre une couche de métal ferromagnétique et un substrat de silicium mono-cristallin. La couche de diélectrique permet le transport des électrons par effet tunnel et assure la discontinuité du potentiel chimique et donc la conservation de la polarisation en spin du courant. Au cours de cette thèse nous avons étudié différents diélectriques : la silice, l'alumine et l'oxyde de magnésium.

#### 3.1.1 Rappels théoriques sur la jonction Métal-Isolant-Silicium

La jonction métal-isolant-silicium est constituée de trois matériaux aux propriétés électroniques très différentes. Le métal est caractérisé par une grande conductivité électrique, il est souvent modélisé par un modèle d'électrons libres et un niveau de Fermi. Pour chaque métal, on définit un

travail de sortie, qui représente la distance entre le niveau de Fermi du métal et le niveau du vide.

L'isolant est caractérisé par l'absence de porteurs libres. Les principaux paramètres qui le définissent sont l'énergie du gap (différence entre la bande de conduction et la bande de valence) et l'affinité électronique (énergie entre le niveau du vide et la bande de conduction).

Le semi-conducteur dopé est caractérisé par deux types de porteurs presque libres (électrons et trous) et par l'existence d'une courbure de bande. La constante diélectrique est de 4.9 et le gap du silicium est de 1,12eV à température ambiante. C'est une constante, contrairement à l'affinité électronique et au niveau de Fermi qui dépendent du dopage du semi-conducteur.

Matériau	Travail de sortie $q\Phi$ (eV)	$\varphi_B$ sur n-Si dopé $10^{15}$ (V)
<i>Dopge N – Si</i> ( $10^{15}cm^{-3}$ )	4.31	
<i>Dopge P – Si</i> ( $10^{15}cm^{-3}$ )	4.91	
<i>Fe</i>	4.5[10]	0.2
<i>Co</i>	5[10]	0.7
<i>Ni</i>	5.2[10]	0.9
<i>Ni<sub>0.8</sub>Fe<sub>0.2</sub></i>	4.19[1]	-0.1

TABLE 3.1: Paramètres électriques des matériaux utilisés lors de cette thèse

Par convention, l'échelle des énergies des électrons est associée à une échelle de potentiel électrostatique dirigée en sens inverse. Le diagramme de bande de la structure est représentés sur la figure 3.1 et les paramètres électriques des différents matériaux figurent dans le tableau 3.1.

La différence de niveau de Fermi entre le métal et le silicium entraîne une courbure de bandes à polarisation externe nulle. Pour compenser cette courbure de bandes, il faut appliquer une tension externe appelée tension de bande plate. Dans une structure exempte de défauts dans l'oxyde et à l'interface, la tension de bande plate est donnée par  $V_{BP} = -\frac{1}{q}(E_{FM} - E_{FSC}) = \Phi_M - \frac{E_g}{2q} - \chi_{sc} + \frac{k_B T}{q} \ln(\frac{N_d}{N_i})$ . Cette tension dépend de l'affinité électronique du semi-conducteur  $\chi_{SC}$ , de son gap  $E_g$ , de sa concentration en donneurs ionisés  $N_d$  et de sa concentration de porteurs intrinsèques  $N_i$ . Cette tension dépend également du travail de sortie du métal  $q\Phi_M$  (où  $q$  est la charge élémentaire). La tension de polarisation appliquée à la structure MIS se répartit entre l'oxyde ( $V_{ox}$ ) et la surface du silicium ( $V_{sc}$ ). Suivant le signe et l'amplitude de  $V_{sc}$ , nous observons différents régimes de polarisation de la surface du silicium. Un exemple de ces régimes dans le cas d'une structure MIS sur silicium de dopage de type N est donné par la figure 3.2.

Nous avons choisi d'utiliser une barrière tunnel pour étudier l'injection de spin dans le silicium à partir d'un métal ferromagnétique. La compréhension des mécanismes d'injection nécessite une étude des propriétés des structures MIS avec un métal ferromagnétique. En effet, l'étude des différents



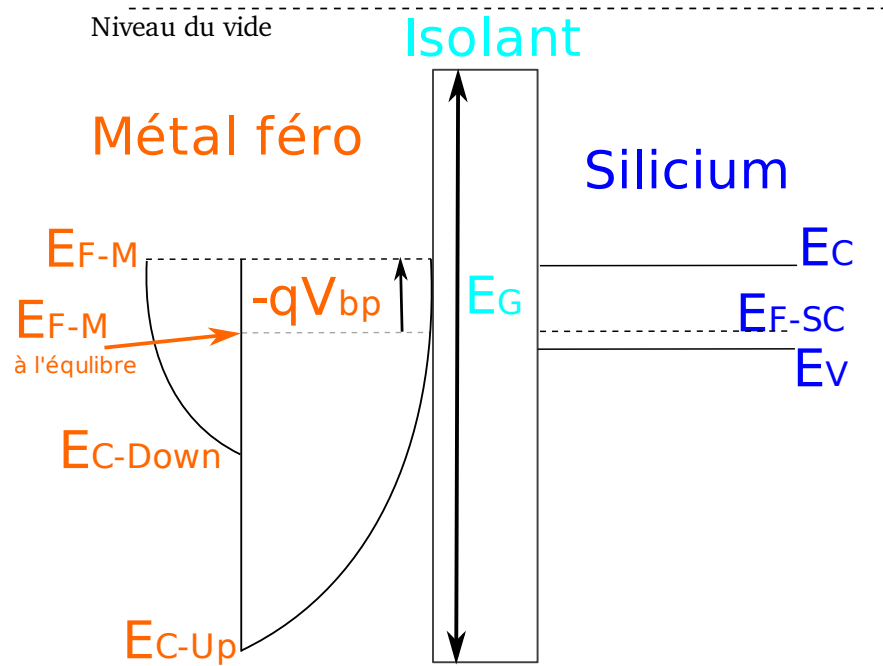


FIGURE 3.1: Diagramme de bande de la structures FMIS, en position de bande plate (cas d'une structure en Si-P, SiO<sub>2</sub> et Ni)

régimes de fonctionnement de la structure FMIS est un outil précieux pour l'analyse des propriétés électriques de la barrière isolante et du silicium sous-jacent. Par la suite, nous allons utiliser la structure FMIS comme brique de base pour les dispositifs d'étude de l'injection de spin dans le silicium. Nous nous intéresserons ensuite aux propriétés électriques globales du dispositif de test complet, après en avoir décrit la structure.

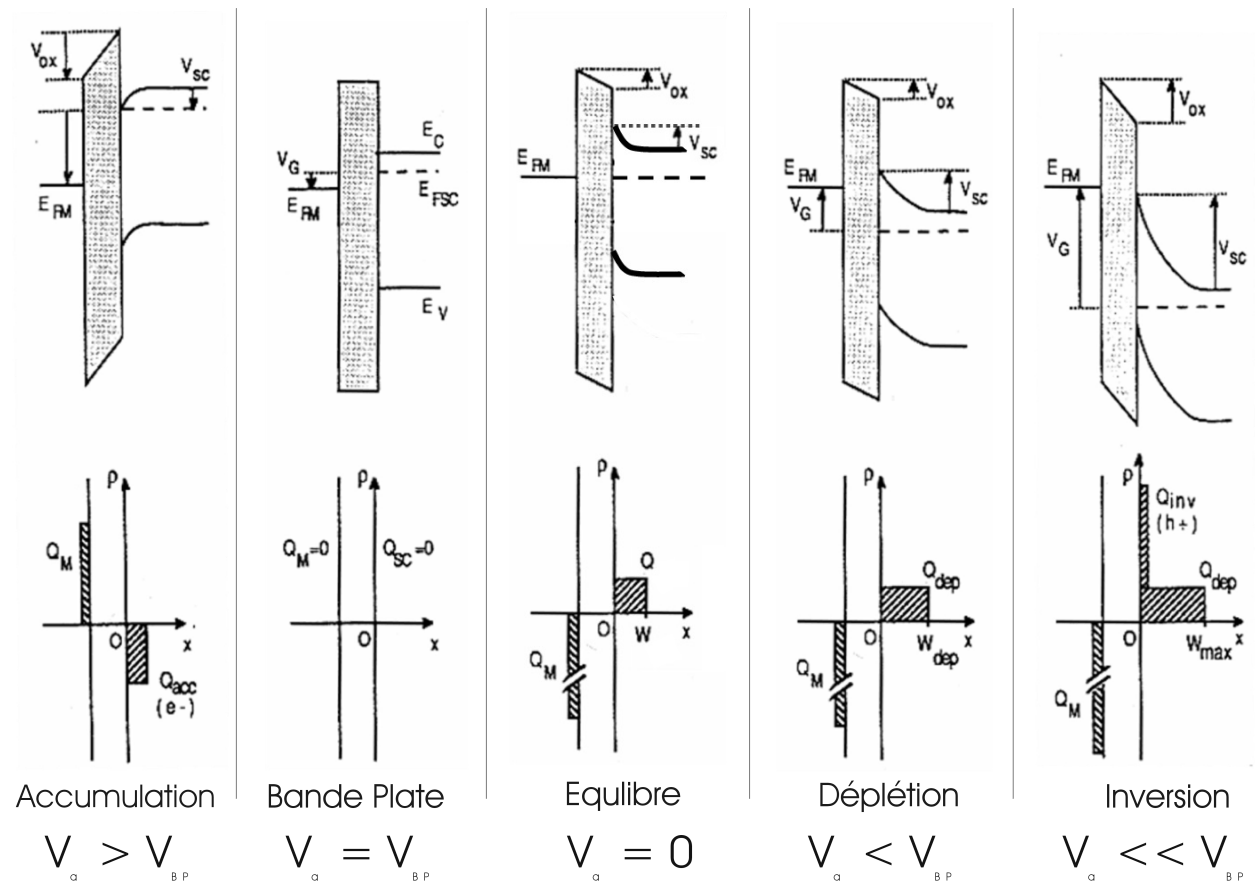


FIGURE 3.2: Les différents régimes d'une structure MOS (cas d'un semiconducteur de type n)

## 3.2 Présentation des structures de test : dispositifs « MEMIS », Mémoire Magnétique Intégrée sur Silicium

### 3.2.1 Les structures utilisées pour la caractérisation de la barrière tunnel

#### Diodes FMIS

Les diodes FMIS (FerroMagnétique/Isolant/Silicium) sont composées d'un oxyde ultra-mince et d'une électrode métallique ferromagnétique réalisés sur un substrat de silicium. La figure 3.3, présente le schéma en coupe de l'empilement des différents matériaux qui constituent la diode, ainsi qu'un cliché TEM de cet empilement. La figure 3.4 présente le dessin du masque (layout) de la diode et des reprises de contacts sur le silicium en face avant. La barrière tunnel est réalisée au fond d'une tranchée d'oxyde épais. Le ferromagnétique est ensuite déposé par pulvérisation. La reprise de contact est réalisée par dépôt de  $TaN/Cu/Al$  avec un budget thermique le plus faible possible. Deux types d'oxydes tunnel ont été utilisés : de la silice et de l'alumine.

La silice est obtenue par oxydation thermique du silicium dans un four à 800°C sous une atmosphère d'oxygène, afin d'obtenir des épaisseurs nominales de 2.5, 3 et 4nm.

L'oxyde tunnel à base d'alumine est en fait une bi-couche composée d'une couche de silice élaborée par voie chimique, et d'une couche d'alumine réalisée par dépôt de couches monoatomiques (ALD)[6]. La couche de silice est réalisée par oxydation chimique dans de l'ozone. La formation de cette couche interfaciale est liée au processus de dépôt des premières couches d'aluminium qui nécessite une surface hydroxylée. C'est la condition qui permet d'obtenir une couche 2D, car un dépôt sur une surface hydrogénée entraînerait une croissance en îlots. Le choix de l'oxydation par voie chimique de la couche de transition permet d'obtenir une densité de défauts d'interface minimale. La barrière d'alumine est ensuite réalisée en alternant le dépôt d'une monocouche d'aluminium puis son oxydation. La monocouche d'aluminium est réalisée par décomposition de triméthylaluminium à 300°C dans un réacteur Pulsar<sup>TM</sup> 2000 de ASM Microchemistry. Enfin, une oxydation aqueuse transforme cette couche en alumine.

Cette bi-couche silice-alumine évite la mise en contact de l'aluminium et du silicium [5]. L'image TEM haute résolution (figure 3.3) met en évidence l'interface abrupte et exempte de rugosité importante entre le silicium cristallin et la bi-couche amorphe. Une analyse de toute la surface d'une diode révèle une couche d'alumine continue et sans « pinhole ».

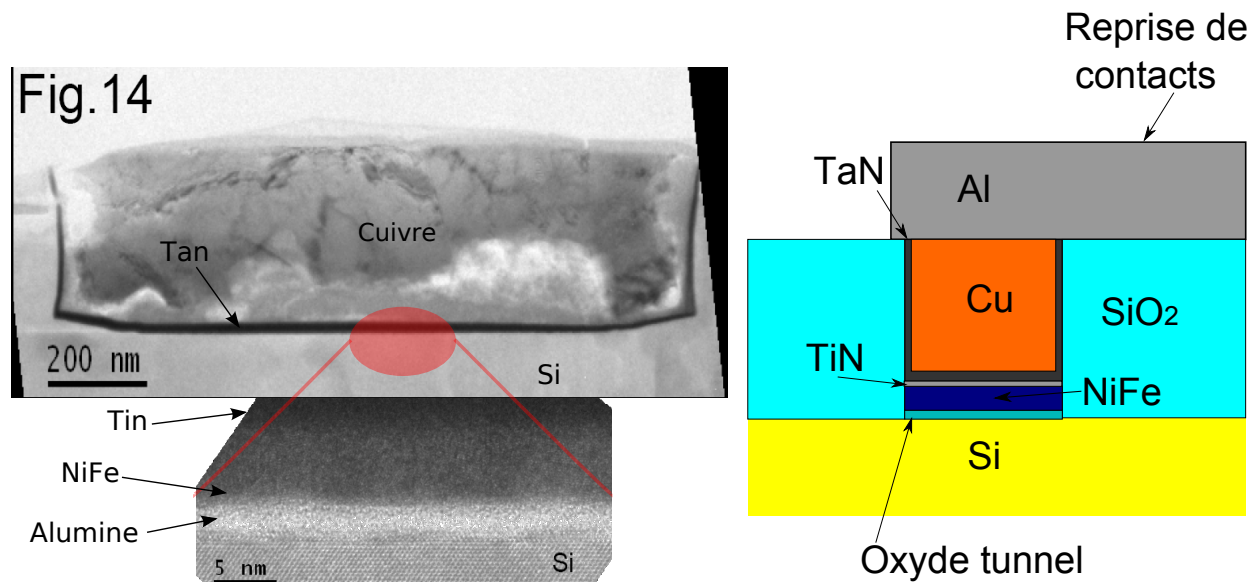


FIGURE 3.3: Image TEM d'une diode FMIS, agrandissement de l'interface FMIS et représentation schématique de la structure

Différents dopages du silicium ont été obtenus par implantation ionique : P (au bore) et N (au phosphore) de  $10^{13}cm^{-3}$  et  $2.10^{15}cm^{-3}$  respectivement. La reprise de contact sur le silicium est réalisée par un contact ohmique en face avant tout autour de la diode FMIS pour minimiser la résistance série. La surface de ces diodes varie de 1 à  $12\mu m^2$ .

### Capacités FMIS

Les capacité MIS sont identiques aux diodes MIS mais possèdent des surfaces beaucoup plus importantes pour permettre des mesures capacitives standard. Différentes surfaces ( $400\mu m^2$ ,  $1200\mu m^2$ ,  $2400\mu m^2$ ) et différents périmètres permettent l'extraction des paramètres des structures et de quantifier les effets de bords. Les dessins de masque des différentes capacités utilisées sont donnés sur la figure 3.5.

### Transistors à grille ferromagnétique

Des transistors NMOS à grille ferromagnétique ont été réalisés en utilisant l'oxyde tunnel comme oxyde de grille. Le processus de fabrication d'un tel transistor n'est pas un processus standard dans le sens où l'implantation du drain et de la source est effectué avant celle de la grille. Ce processus de fabrication n'est donc pas à grille auto-alignée. Le canal de ces transistors a une longueur de  $3\mu m$

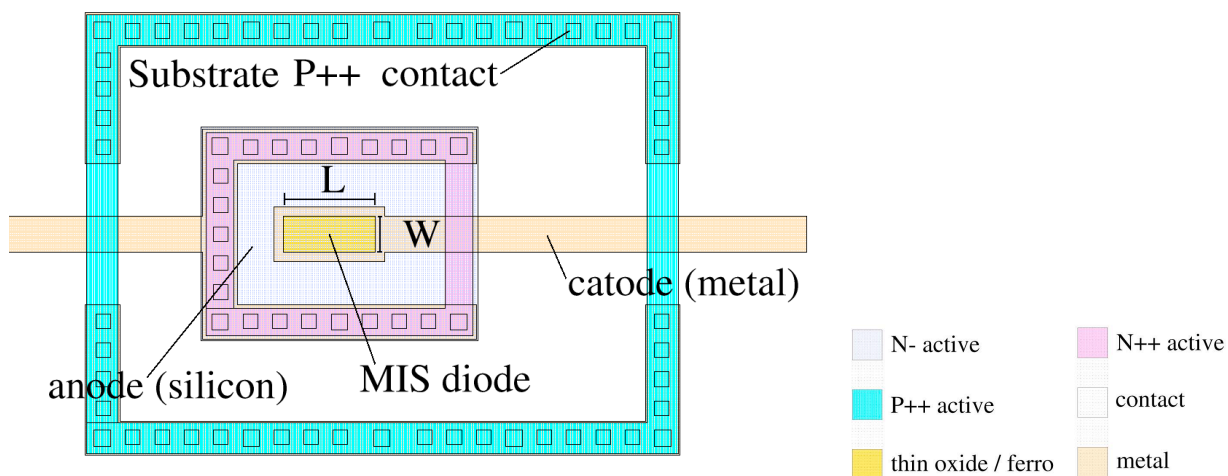


FIGURE 3.4: Dessin de masque d'une diode avec son anneau de garde

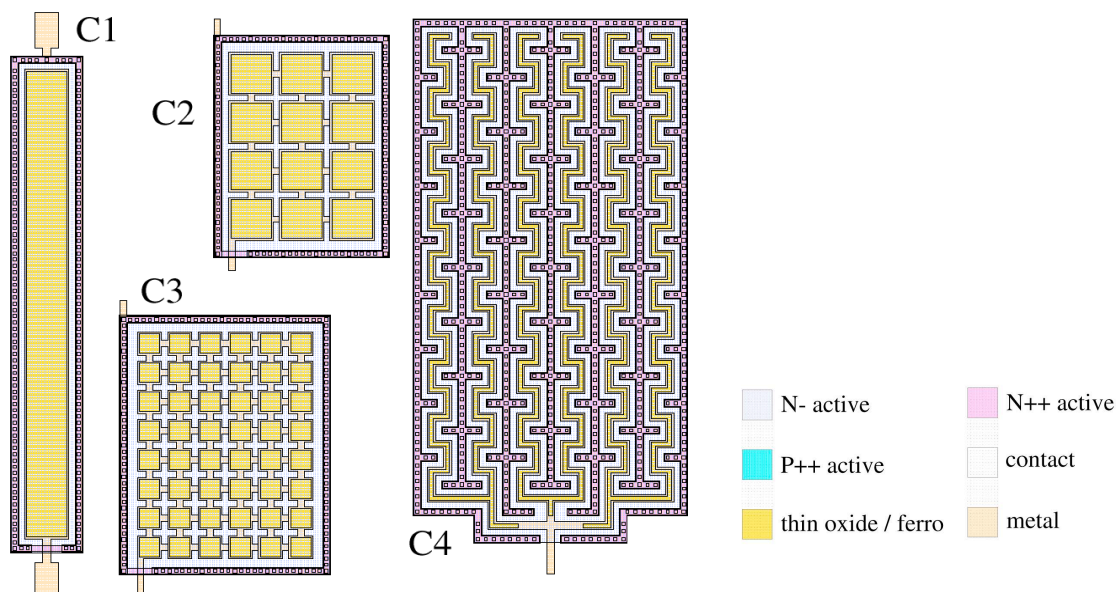


FIGURE 3.5: Dessin de masque de capacité de différents périmètres

ou  $4\text{ }\mu\text{m}$ , ce qui est grand par rapport au dés-alignement toléré ( $0,6\mu\text{m}$ ). La largeur de ces transistors est de  $30$  ou  $40\mu\text{m}$  et le dessin de masque est donné sur la figure 3.6. En résumé, bien que la structure du transistor à grille ferromagnétique ne soit pas optimisée pour une fonctionnalité transistor, nous verrons que l'analyse de ses caractéristiques fournira des renseignements importants sur la structure FMIS.

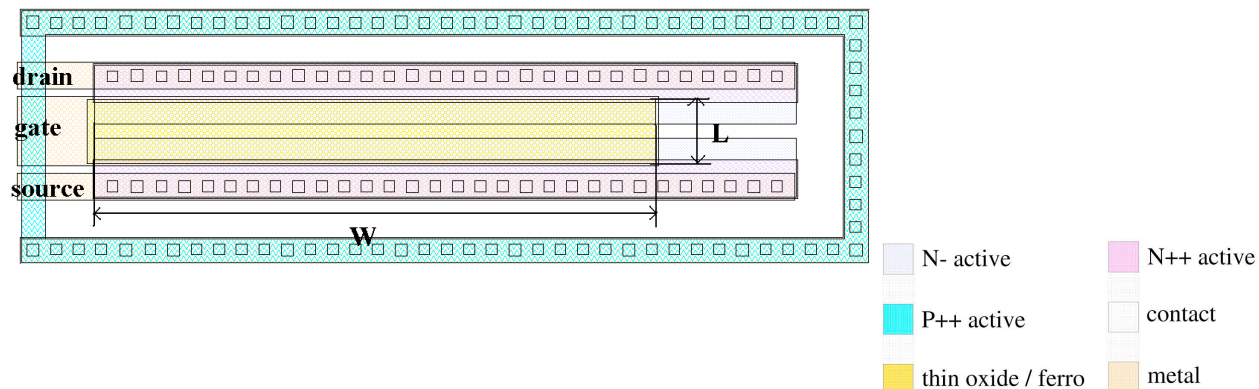


FIGURE 3.6: Dessin de masque du transistor à grille ferromagnétique

### 3.2.2 Dispositif d'étude du transport dépendant du spin

Ce dispositif doit permettre d'étudier l'injection et la collection de spin. Il se compose de quatre contacts sur un substrat de silicium. Deux contacts ohmiques et deux jonctions FMIS sont donc disposés sur du silicium dopé P ou N. Un schéma de base du dispositif standard est présenté sur la figure 3.7a. Une ligne d'aluminium passe au-dessus des deux jonctions FMIS pour permettre la création d'un champ magnétique local utilisé pour renverser l'aimantation des électrodes magnétiques (cf chapitre 2). Ces électrodes seront notées émetteur et collecteur pour les deux jonctions FMIS en fonction de leur polarisation et les deux contacts ohmiques seront notés substrat et drain.

## 3.3 Mesures capacité-tension des diodes FMIS

### Principe de la mesure

La mesure capacité-tension est le moyen le plus abouti pour la mesure des propriétés électriques des structures métal-isolant-silicium. Cette technique permet notamment de mesurer le dopage du

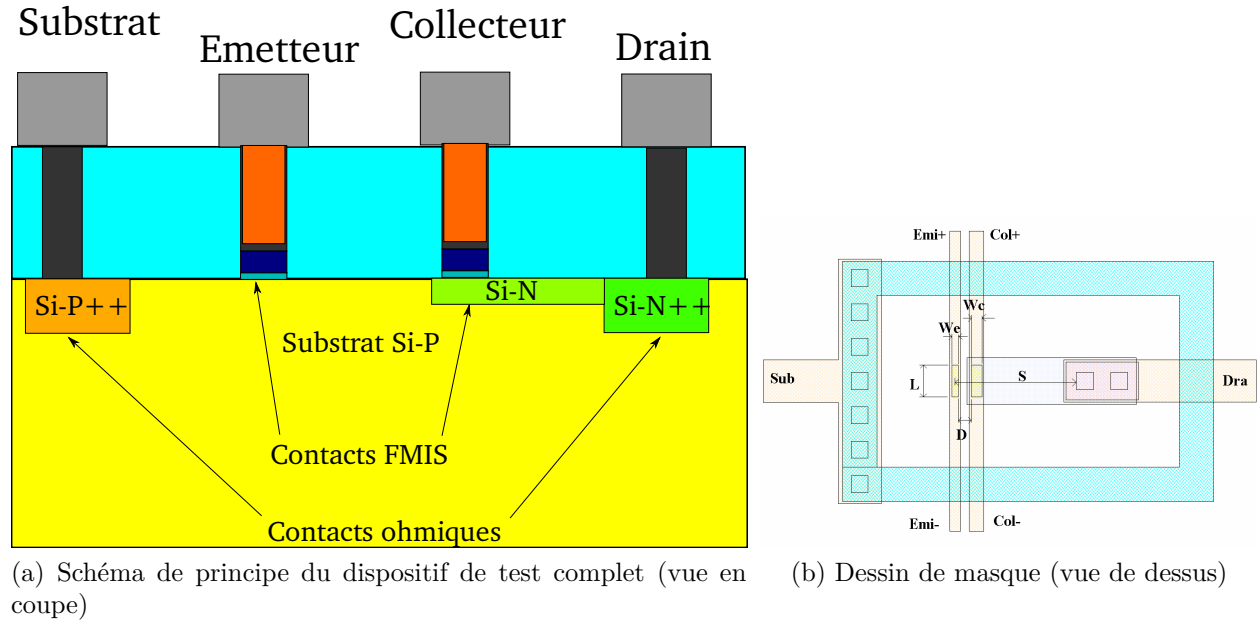


FIGURE 3.7: Dispositif d'étude du transport dépendant du spin

substrat, l'épaisseur d'oxyde, la densité de défauts d'interface et le travail de sortie de l'électrode métallique.

Nous avons caractérisé des diodes FMIS pour étudier les propriétés électriques de l'interface isolant/silicium, pour extraire l'épaisseur effective d'oxyde, la densité de défauts d'interfaces et pour déduire le potentiel de surface du silicium. Ces données nous renseignent d'une part sur la qualité de la structure (uniformité d'épaisseur d'oxyde, qualité de l'interface), et fournissent d'autre part les informations nécessaires pour la modélisation de la caractéristique courant-tension. Pour mesurer ces caractéristiques, nous avons utilisé un pont d'impédance dont le principe de fonctionnement est détaillé sur la figure 3.8. Ce montage permet la mesure de l'impédance complexe de la structure en fonction de la tension et de la fréquence. Pour cela, une tension alternative d'amplitude 30mV superposée à une tension continue (dite d'offset) est appliquée au dispositif de test et l'impédance complexe est mesurée par le pont. Cette mesure est réalisée avec un analyseur d'impédance (Agilent 4284A ou Agilent 4294A).

La capacité d'une structure FMIS parfaite peut être modélisée par la capacité de l'oxyde  $C_{ox}$ , la capacité du silicium  $C_s$  et la conductance tunnel de l'oxyde  $G_t$  (cf figure 3.9a). La présence de défauts d'interface dans cette capacité introduit une résistance  $R_{it}$  et une capacité  $C_{it}$  des défauts d'interface en série avec le silicium (figure 3.9b). Dans le cas d'une fréquence moyenne (quelques kilohertz),  $R_{it}$  est négligeable et le schéma équivalent de la figure 3.9c est utilisé. Dans le cas d'une

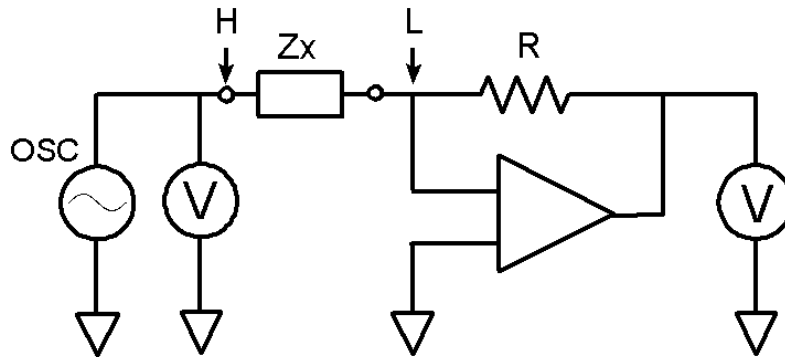


FIGURE 3.8: Schéma de principe de la mesure d'impédance (depuis [7])

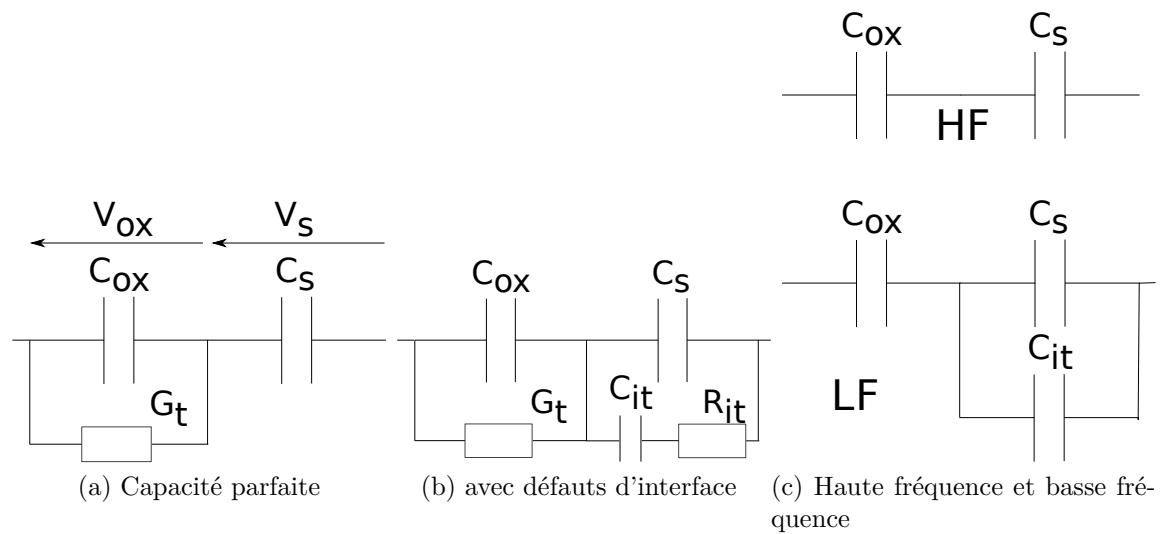


FIGURE 3.9: Modèles équivalents de la capacité FMIS



fréquence plus haute (quelques mégahertz),  $C_{it}$  devient négligeable car les défauts ne peuvent plus répondre aux variations trop rapides de la tension de grille.

### Extraction des paramètres de la structure

La capacité d'une structure FMIS avec 4nm de silice en d'épaisseur nominale a été mesurée à 1MHz et à 1kHz (cf figure 3.10).

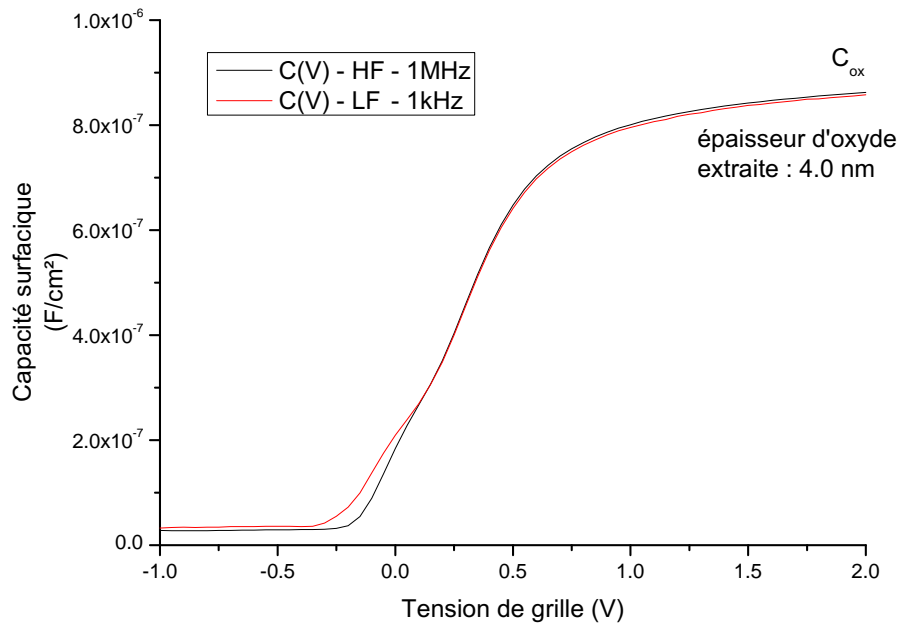


FIGURE 3.10: Caractéristique Capacité-tension d'une structure FMIS de 4nm de silice avec une grille de FeNi à haute et basse fréquences

La capacité en accumulation  $C_{acc} = C_{ox} = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{t_{ox}} S$  (i.e. la capacité à +2V sur la figure 3.10) permet de déduire une épaisseur d'oxyde  $t_{ox}$  de 4.0nm. Il convient de noter que cette valeur ne prend pas en compte l'impact des effets quantiques sur la densité de charges à la surface du silicium. En effet, pour des oxydes de moins de 5nm, la capacité de l'oxyde devient comparable à celle de la zone de charge d'espace (surface du silicium) en régime d'accumulation. La capacité totale doit donc prendre en compte la capacité du silicium en accumulation. Il est alors nécessaire de calculer la densité de charges dans la zone de charge d'espace équivalente à une distribution de charge dans un puits quantique triangulaire. On montre alors que la non prise en compte des effets quantiques conduit à surestimer l'épaisseur d'oxyde réelle.

Par ailleurs, la caractéristique C-V de la figure 3.10, met en évidence une différence entre la capacité en régime de déplétion à haute et à basse fréquence. Cela se traduit par un épaulement dans la caractéristique, visible entre 0 et -0,5V sur la figure 3.10. C'est la signature des défauts d'interface, qui peuvent être modélisés comme une capacité supplémentaire  $C_{it}$  observée à basse fréquence.

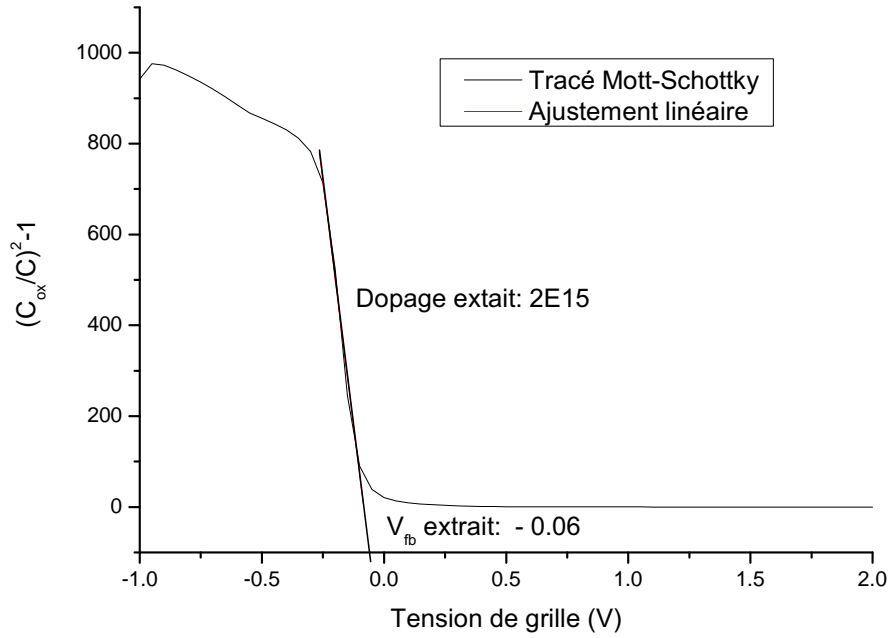


FIGURE 3.11: Tracé de Mott-Schottky pour l'extraction du dopage et de la tension de bande plate

L'ajustement linéaire du tracé de Mott-schottky (figure 3.11) permet d'obtenir le niveau de dopage par l'équation 3.1. Dans le cas de l'échantillon précédent, le dopage mesuré ( $2.10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) est conforme à la valeur attendue après implantation et recuit d'activation.

$$\left(\frac{C_{ox}}{C}\right)^2 - 1 = \left(\frac{C_{ox}}{S}\right)^2 \frac{2}{\epsilon_0 \epsilon_{si} q N_{dop}} (Vg - Vfb) \quad (3.1)$$

L'extraction des défauts d'interface est réalisée en comparant les caractéristiques C-V haute et basse fréquence pour obtenir la valeur de  $C_{it}$  selon l'équation 3.2. La densité de défauts d'interface sera donc extraite en fonction de la tension de grille. Ceci permet de connaître la répartition énergétique des défauts dans le gap du silicium. Or, le repérage de la position énergétique dans le

gap nécessite de connaître la relation ,  $\psi_s(V_g)$ , potentiel de surface en fonction de la tension de grille. Cette relation peut être obtenue par voie théorique en réalisant une simulation basée sur la répartition des changements de tension dans la structure FMIS. La relation  $\psi_s(V_g)$  peut également être obtenue par intégration de la capacité basse fréquence : c'est cette seconde méthode qui a été utilisée en utilisant l'équation 3.3.

$$C_{it} = \left( \frac{1}{C_{lf}} - \frac{1}{C_{ox}} \right)^{-1} - \left( \frac{1}{C_{hf}} - \frac{1}{C_{ox}} \right)^{-1} \quad (3.2)$$

$$\psi_s(V_g) = \int_{V_{fb}}^{V_g} \left( 1 - \frac{C_{lf}}{C_i} \right) dV \quad (3.3)$$

Cependant, la mesure de la densité de défauts d'interfaces par la méthode dite « C-V haute et basse fréquence » peut manquer de précision dans le cas d'une faible densité de défauts d'interface. Elle peut aussi sous-estimer la densité de défauts d'interface si certains sont encore actifs pour une fréquence de 1MHz [12].

La méthode de la conductance peut alors être utilisée. Elle consiste à mesurer l'admittance des défauts d'interface en fonction de la fréquence [13]. Elle permet de quantifier plus précisément la densité de défauts d'interface mais aussi de connaître leur section efficace de capture. L'étude comparée des techniques d'extraction des défauts d'interface dépasse le cadre de cette thèse. Nous nous contenterons ici de donner les résultats principaux obtenus par notre équipe de recherche.

La méthode « C-V haute et basse fréquence » s'avère suffisamment précise pour permettre la comparaison entre les différents échantillons et nous fournis un outils adapté pour l'optimisation du processus de fabrication des barrières tunnel.

Pour valider ces extractions de paramètres, la courbe C-V a été tracée à l'aide d'un code de simulation qui prend en compte les effets quantiques discutés plus haut. La résolution numérique des équations couplées de Poisson , de Schrödinger et du calcul de la charge (équations 3.4-3.6) , permet d'obtenir le potentiel électrique  $V(x)$ , les niveaux d'énergie des électrons confinés  $\Psi_i(x)$ , la structure de bande du silicium dans la zone de charge d'espace et  $\rho(x)$  la densité de charge.

$$\rho(x) = -\frac{\partial}{\partial x} \left( \epsilon(x) \frac{\partial V(x)}{\partial x} \right) \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial \Psi_i(x)}{\partial x} = (E_i - V(x)) \Psi_i(x) \quad (3.5)$$

$$\rho(x) = \sum q |\psi_i(x)|^2 f_d(E_i) + \rho_{classique}(x) \quad (3.6)$$

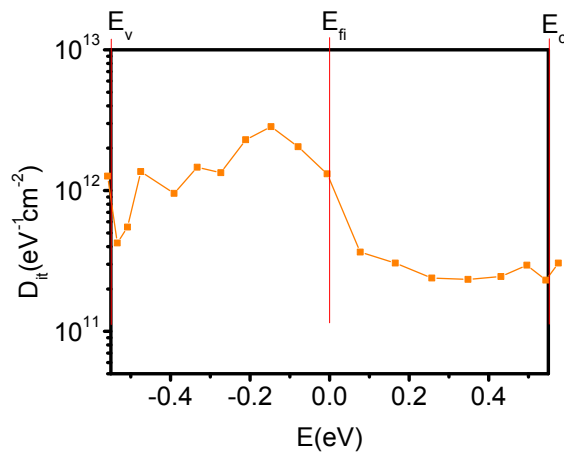


FIGURE 3.12: Répartition énergétique de la densité de défauts d'interface obtenue pour une structure FMIS avec de 4nm de silice, cette structure a subi un recuit sous  $N_2/H_2$  à 425°C

Ce système est résolu à une seule dimension en suivant la démarche itérative suivante : on calcule d'abord le potentiel sans effet de confinement (equ. 3.4) ; on résoud l'équation aux valeurs propres 3.5 pour obtenir les niveaux d'énergie confinés  $E_i$  et leur fonction d'onde associée  $\Psi_i(x)$ . Ceci permet de calculer une charge corrigée des effets de confinement. Cette charge corrigée permet de recalculer la nouvelle répartition de potentiel, et ce jusqu'à obtenir une solution stable.

Dans le cas de la diode FMIS étudiée précédemment, l'ajustement présenté sur la figure 3.13 conduit à une épaisseur d'oxyde de 3,6nm. La différence avec le modèle classique de la capacité met en évidence les effets de confinement. Le même type d'extraction a été réalisé avec les diodes FMIS à base d'alumine et conduit à une épaisseur de 0,7 nm de silice et de 1,9 nm d'alumine, conformément aux épaisseurs visées.

La densité de défauts d'interface extraite est assez élevée par rapport à une technologie MOS standard[2, 14], cela peut être attribué à la présence de la grille ferromagnétique et à l'absence de recuit curatif sous un mélange de  $N_2/H_2$ [8]. Ce recuit permet dans une technologie MOS classique de réduire la densité des liaisons pendantes à l'interface  $Si - SiO_2$  et de diminuer ainsi la densité de défauts électriques. Par la suite, nous allons utiliser cette technique d'extraction pour étudier l'effet de différents recuits sur les propriétés de l'interface du silicium avec deux barrières tunnel différentes : la silice et l'alumine.

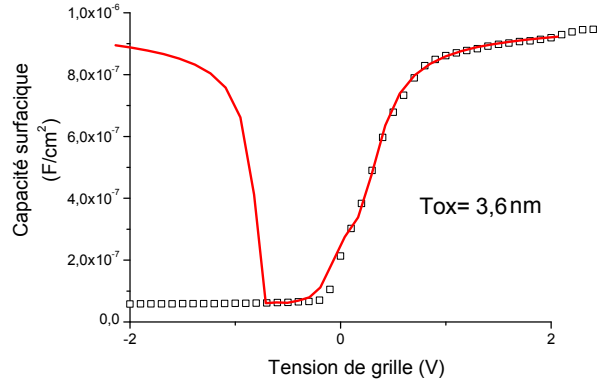


FIGURE 3.13: Caractéristique C-V (symboles carrés) ajustée par un modèle de Poisson-Schrödinger (en rouge) pour l'échantillon de la figure 3.10

### Comparaison des différents échantillons

La même méthode d'extraction de paramètres a été appliquée sur les échantillons étudiés. Quatre échantillons ont été analysés : deux avec une barrière de silice, avec ou sans recuit curatif et deux avec une bi-couche alumine-silice avec ou sans recuit de densification de 10 secondes à 800°C. Pour éviter la contamination du four de recuit par les éléments ferromagnétiques, ces recuits ont dû être effectués avant le dépôt de la grille, contrairement au processus MOS standards où le recuit intervient en fin de processus de fabrication, une fois les couches métalliques réalisées.

En comparant la densité de défauts d'interface pour les barrières tunnel à base d'alumine et de silice, nous constatons que la densité de défauts est plus importante dans le cas de l'alumine (cf figures 3.14 et 3.15).

En examinant l'effet du recuit sur les densités de défauts d'interface, nous distinguons deux comportements très différents. Dans le cas de la silice, le recuit curatif n'a que peu d'effet sur la répartition énergétique des défauts d'interface. De plus la densité d'état d'interface maximale est divisée par 2,5 (cf figure 3.15). En revanche, dans le cas de l'alumine, la densité d'états d'interface maximale est divisée par 25. De plus, la distribution énergétique de défauts s'éloigne de la bande de conduction et se décale vers le milieu du gap du silicium (cf figure 3.14).

Ces deux comportements peuvent être interprétés comme deux conséquences différentes du recuit. Dans le cas de la silice, l'effet limité du recuit suggère que les défauts d'interface ne sont pas des liaisons pendantes. En revanche, dans le cas de l'alumine, la forte diminution de la densité de défauts est caractéristique d'une densification sous l'effet du recuit. Après recuit, la distribution de défauts d'interface voit son impact électrique diminuer à cause de sa position énergétique plus

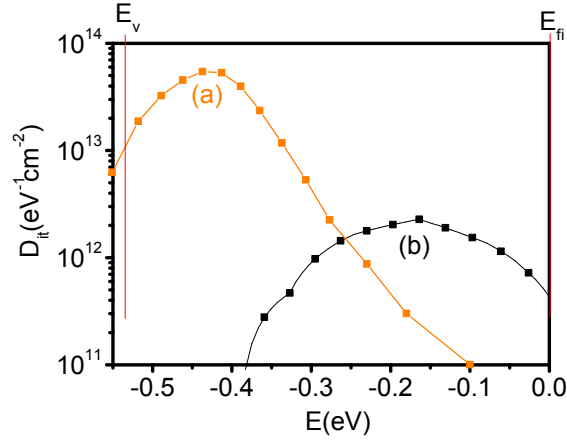


FIGURE 3.14: Répartition énergétique de la densité de défauts d'interface pour un échantillon de 2nm d'alumine sans recuit (a) et avec recuit de densification (b)

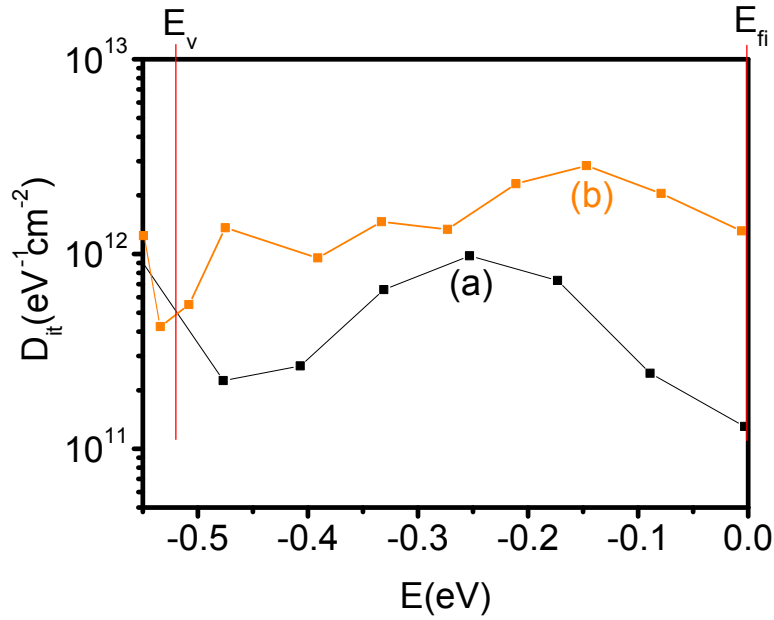


FIGURE 3.15: Répartition énergétique de la densité de défauts d'interface pour un échantillon de 4nm de silice avec recuit curatif (a) et sans recuit (b)

éloignée de la bande de conduction.

Pour finir, si l'on compare ces résultats à la littérature, il apparaît que les échantillons à base d'alumine sont de qualité similaire à ceux reportés par Y. Chang[4] ( $D_{it} = 3 \times 10^{11} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$ ), tandis que nos diodes FMIS à barrière de silice sont de qualité très inférieure aux standards des capacités MOS ( $D_{it} = 10^{10} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$  selon Sze[13]).

En résumé, ce sont les diodes FMIS obtenues avec l'alumine comme barrière tunnel et un recuit de densification qui sont de meilleure qualité avec une densité de défauts d'interface satisfaisante.

### 3.4 Etude de transport dans les diodes FMIS : caractéristiques courant-tension

L'étude des mécanismes de transport à travers la barrière tunnel est essentielle pour la caractérisation de la qualité de la barrière ainsi que pour l'analyse des conséquences potentielles sur l'injection de spin. La caractéristique courant-tension de la diode FMIS permet d'identifier les mécanismes de transport dans l'oxyde. Notre objectif est de comprendre les conditions d'injection de spin dans le silicium à travers une barrière tunnel. Pour ce faire, des caractéristiques courant-tension des dispositifs FMIS ont été mesurées sur des échantillons avec des barrières tunnel à base d'alumine ou de silice.

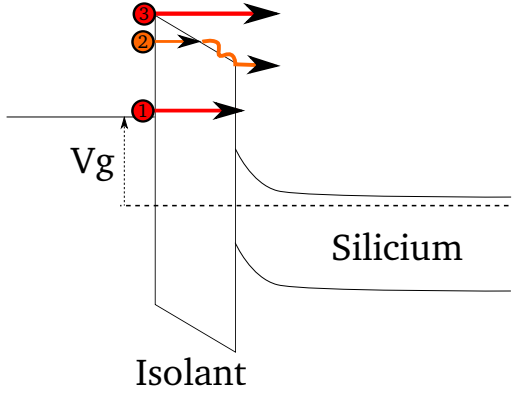
#### Mécanismes de transport dans une jonction FMIS

La mécanique quantique décrit la probabilité de transport des électrons à travers un isolant dans le cas où ce dernier a une épaisseur très faible. Ce mécanisme de transport est appelé effet tunnel. C'est le plus simple des mécanismes de transport de charge à travers un isolant parfait. Il existe d'autres mécanismes qui peuvent faire intervenir des défauts dans l'oxyde ou dans la bande de conduction de l'oxyde. La figure 3.16 fait la synthèse de ces différents mécanismes de transport. La dépendance du courant en fonction de la température et de la tension de ces mécanismes nous fournit un moyen d'identification du processus de transport prépondérant.

En vérifiant que la caractéristique densité de courant-tension pour différentes surfaces est indépendante de la surface, on peut exclure les effets de bords et les effets « pinhole », c'est à dire des chemins de conduction de tailles nanométriques dans l'oxyde.

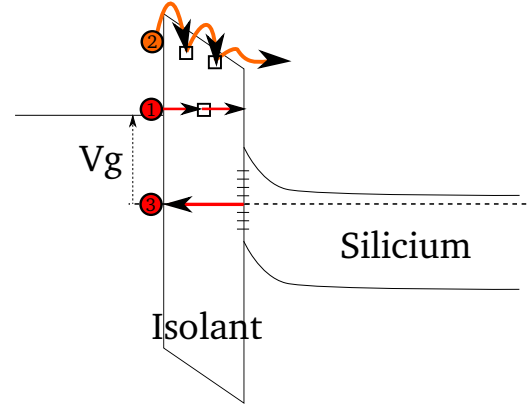
La dépendance en température (entre 100K et 300K) des caractéristiques courant-tension des diodes à base d'alumine et de silice est représentée sur la figure 3.17. C'est à basse tension que cette dépendance est la plus forte, ce qui indique un mécanisme activé thermiquement. En revanche, à

### Ferromagnétique



(a) Mécanismes de tunnel direct (1), de tunnel Fowler-Nordheim (2) et d'émission thermoïonique (3)

### Ferromagnétique



(b) Mécanismes assisté par pièges : Hopping (1), Poole-Fenkel (2) et tunnel de trous assisté par les défauts d'interfaces (3)

FIGURE 3.16: Mécanismes de transport dans une structure MIS

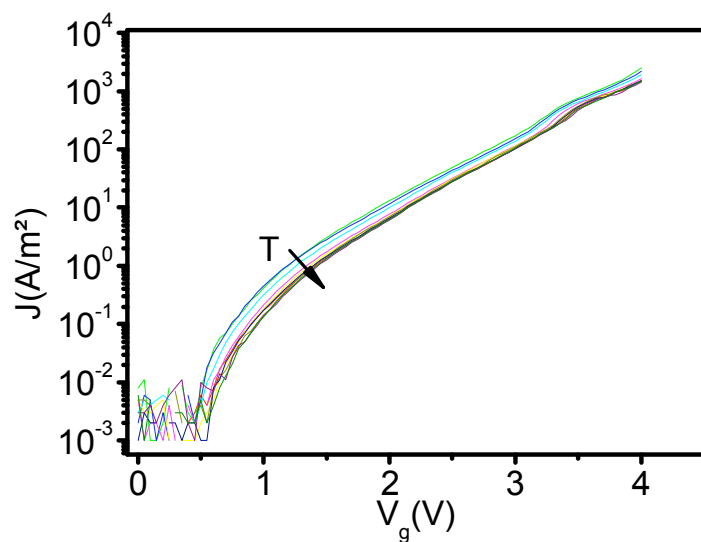
haute tension, la dépendance en température est faible, ce qui révèle un mécanisme tunnel indépendant de la température. L'écart entre les courbes à 300K et à 200K peut s'expliquer par la diminution de la densité de porteurs libres dans le silicium.

Pour modéliser les courbes densité de courant en fonction de la tension des différents échantillons, nous avons utilisé un modèle de transport par effet tunnel direct entre la bande de conduction du silicium et le ferromagnétique à basse tension, puis un mécanisme Fowler-Norheim modélise le transport à haute tension. La figure 3.18 montre que le modèle ne peut pas rendre compte de la caractéristique expérimentale pour les diodes FMIS à base de silice (la masse effective et la hauteur de barrière utilisés dans ce modèle proviennent de références bibliographiques [9, 13]). En revanche, un bon accord est obtenu pour l'alumine entre la courbe théorique et la courbe expérimentale en prenant pour paramètres la masse effective dans l'oxyde  $m^* = 0.23m_0$  [11] et une hauteur de barrière vue du silicium de  $\phi_{ox} = 2,4eV$ .

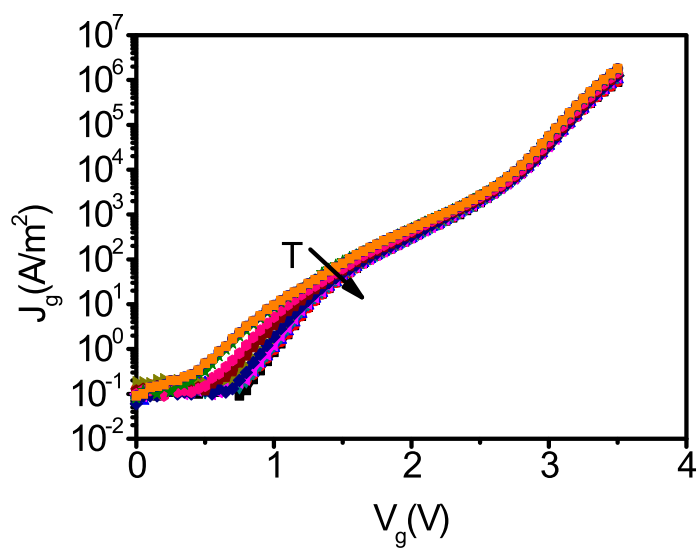
L'origine du désaccord entre la courbe expérimentale et le modèle utilisé dans le cas de la silice a été étudié dans notre groupe [8]. Il est apparu que le mécanisme de transport dans le cas de la silice est certes de type tunnel, mais il est assisté par des défauts dans l'oxyde (illustré par le mécanisme de « hopping » sur la figure 3.16). Ainsi, la transparence de la barrière est augmentée, ce qui explique le niveau de courant plus élevé par rapport au mécanisme de tunnel sans défaut.

Or, ces défauts ne proviennent pas du processus de fabrication car la couche de silice a été élaborée en utilisant des techniques d'oxydation thermique connues pour donner une qualité optimale



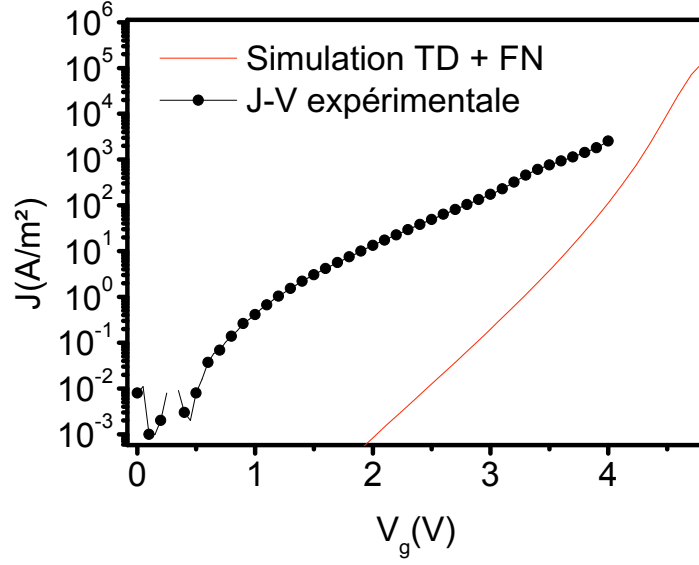


(a) barrière de silice 4nm

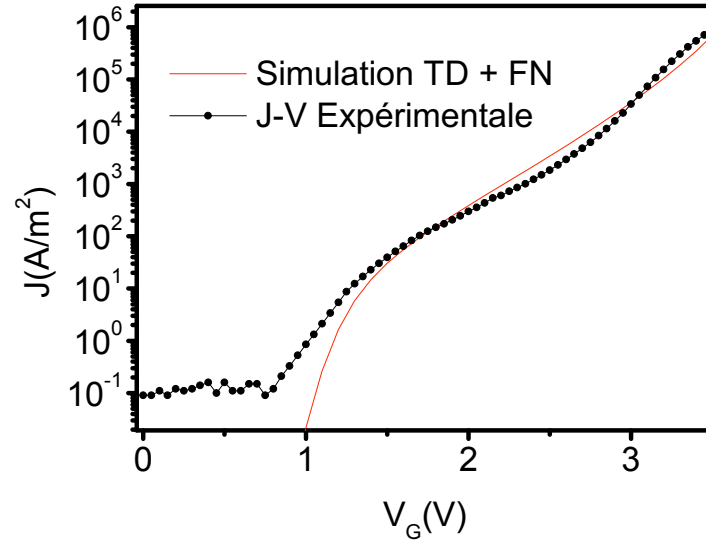


(b) barrière d'alumine 2nm

FIGURE 3.17: Caractéristique densité de courant en fonction de la tension pour différentes températures entre 80 et 300K



(a) barrière de silice 4nm et modèle tunnel direct + FN ( $m^* = 0.5$  et  $\phi_{ox} = 3,15$  eV)



(b) barrière d'alumine 2nm et modèle tunnel direct + FN ( $m^* = 0.23$  et  $\phi_{ox} = 2,4$  eV)

FIGURE 3.18: Caractéristiques courant-tension des diodes FMIS avec une grille de FeNi et courbes théoriques pour un modèle de type tunnel direct et Fowler-Nordheim

et donc sans défauts. Les défauts sont très probablement dûs à des atomes du ferromagnétique ayant diffusé à partir de l'électrode métallique.

Par ailleurs, le résultat obtenu avec la barrière d'alumine semble indiquer une barrière sans défauts. Ceci tend à montrer que celle-ci n'est pas contaminée par le ferromagnétique. Cette couche semble donc se comporter comme une barrière contre la diffusion du ferromagnétique. Cette hypothèse est étayée par le type des défauts dans le cas de l'alumine qui sont de type liaisons pendantes contrairement aux défauts interfaciaux des jonctions FMIS à base de silice qui peuvent être dûs à la diffusion du fer ou du nickel.

## 3.5 Etude du transport dans les dispositifs à injection de spin

Des mesures systématiques ont été réalisées sur des dispositifs comportant à la fois un injecteur et un collecteur de spin (2 diodes FMIS) pour sélectionner les meilleures caractéristiques électriques afin d'étudier l'injection de spin dans le silicium. Trois composants élémentaires ont ainsi été testés : la diode PN entre le substrat et le drain, la diode FMIS sur substrat P entre l'émetteur et le substrat et la diode FMIS sur substrat N entre le collecteur et le drain. Le détail du dispositif expérimental nécessaire à la mesure automatisée sous pointes des caractéristiques courant-tension est détaillée en annexe.

Pour chaque variante du processus de fabrication, il est intéressant d'analyser les caractéristiques moyennes des dispositifs afin d'éliminer les variabilités intrinsèques de chaque échantillon et se concentrer ainsi sur les caractéristiques moyennes des dispositifs. En parallèle, l'analyse de la défektivité permet de sélectionner le processus de fabrication le plus fiable pour chaque brique élémentaire.

Le schéma du dispositif est représenté sur la figure 3.7a et l'on constate que si le drain est connecté à la masse, le dipôle source-drain se comporte comme une diode PN. Le substrat P est connecté via un contact ohmique en anneau et la partie N est connectée par le drain et son caisson N++ : nous avons donc une diode PN avec un périmètre de jonction de l'ordre d'une vingtaine de microns et une profondeur de caisson N de 80nm.

Les caractéristiques courant-tension de 38 diodes issues d'un échantillon avec une barrière tunnel à base de silice sont représentées sur la figure 3.19. Une majorité ont l'allure de caractéristiques classiques de diodes avec une résistance série importante, mais certaines présentent des caractéristiques ohmiques signatures de diodes défectueuses. Nous obtenons 23 diodes fonctionnelles (ayant un courant direct supérieur à 1mA et un courant inverse inférieur à 10pA) sur 38 soit un rendement

de 60%. Cette défektivité peut être comparée au résultat présenté sur la figure 3.20 pour les échantillons avec une barrière d'alumine où 100% des diodes testées se sont révélées fonctionnelles pour la plaque 24 (P24) et 92% pour la plaque 14 (P14), soit un total de 84 diodes testées. On retrouve ici la qualité supérieure de la barrière alumine. En effet la seule différence dans le processus de fabrication entre les différents échantillons présentés ici est la nature de la barrière tunnel (silice ou alumine). L'injecteur et le collecteur sont localisés à moins d'un micron de la jonction PN, il est donc probable que les défauts générés par la fabrication de ces contacts FMIS puisse expliquer la défektivité plus importante des diodes PN réalisées à proximité barrière tunnel à base de silice (zone de défauts sur la figure 3.21).

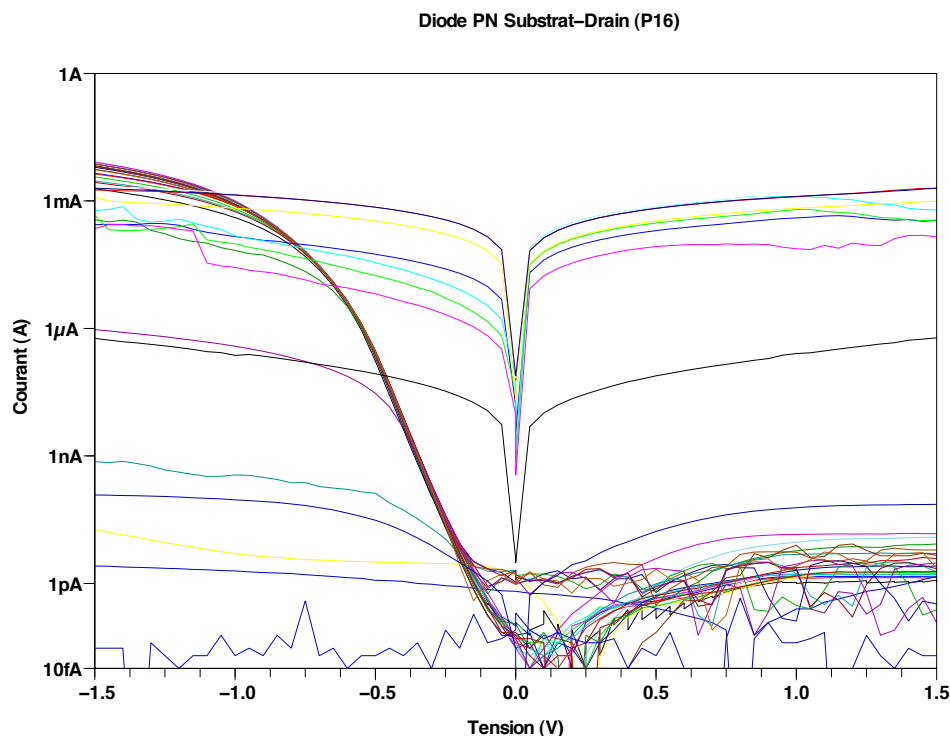


FIGURE 3.19: Caractéristiques des diodes PN Substrat-Drain pour une barrière de silice

La figure 3.20 représente les caractéristiques courant-tension des 84 diodes PN substrat-drain. La différence entre ces deux plaques est le recuit curatif sous  $N_2 - H_2$  de la plaque 24, qui est absent pour la plaque 14. Les diodes de la plaque 24 ont des caractéristiques moins dispersées, sont beaucoup plus linéaires (en échelle log) à basse tension (directe) et présentent un courant inverse beaucoup plus faible. Cela peut s'expliquer par l'effet du recuit qui passive les défauts à l'interface  $Si - SiO_2$  au dessus de la jonction PN (la zone passivée sur la figure 3.21) et supprime le courant

de génération-recombinaison associé à ces défauts. Le facteur d'idéalité de ces diodes après recuit est en moyenne de 1,16 avec un écart type de 0,09, ce qui atteste de la bonne qualité de ces diodes.

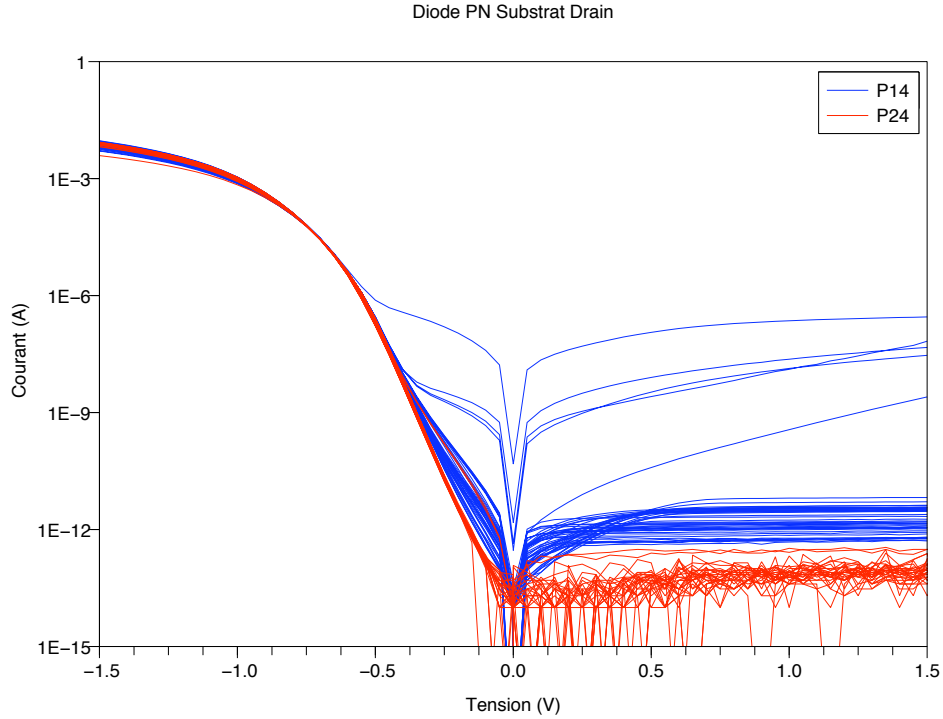


FIGURE 3.20: Caractéristiques courant-tension des diodes P-N Substrat-Drain pour des échantillons à barrière d'alumine avec recuit curatif (P24) ou sans (P14)

Le même type de mesures courant-tension systématiques a été réalisé sur les deux types de diodes FMIS Injecteurs et Collecteurs. Sur la figure 3.22, les caractéristiques densité de courant-tension de 32 diodes FMIS sur substrat N (collecteur-drain) sont représentées. En régime d'accumulation (tensions métal-semiconducteur positive), la majorité des caractéristiques sont identiques et ont un comportement similaire aux mesures unitaires sur les diodes de plus grande surface (cf figure 3.18). Le décalage vertical peut être expliqué par une différence d'épaisseur d'oxyde déposé en fond de tranchée en fonction de la taille des contacts. Les diodes qui ne présentent pas ce comportement seront considérées comme défectueuses. En effet, en inversion le courant est dominé par le courant de génération. Cela nous fournit un critère pratique pour écarter les diodes à fort courant inverse qui indique un nombre important de défauts.

Pour conclure, ces tests systématiques nous ont permis de rechercher les dispositifs satisfaisant les trois critères, à savoir deux diodes FMIS et une diode PN de bonne qualité. Ces dispositifs seront utilisés pour les tests de transport dépendant du spin. Par ailleurs, ces mesures ont mis en évidence

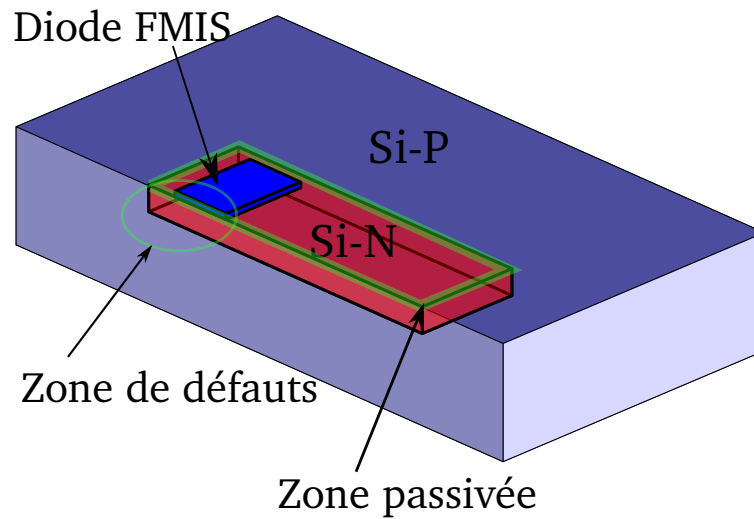


FIGURE 3.21: Localisation possible des défauts des diodes PN

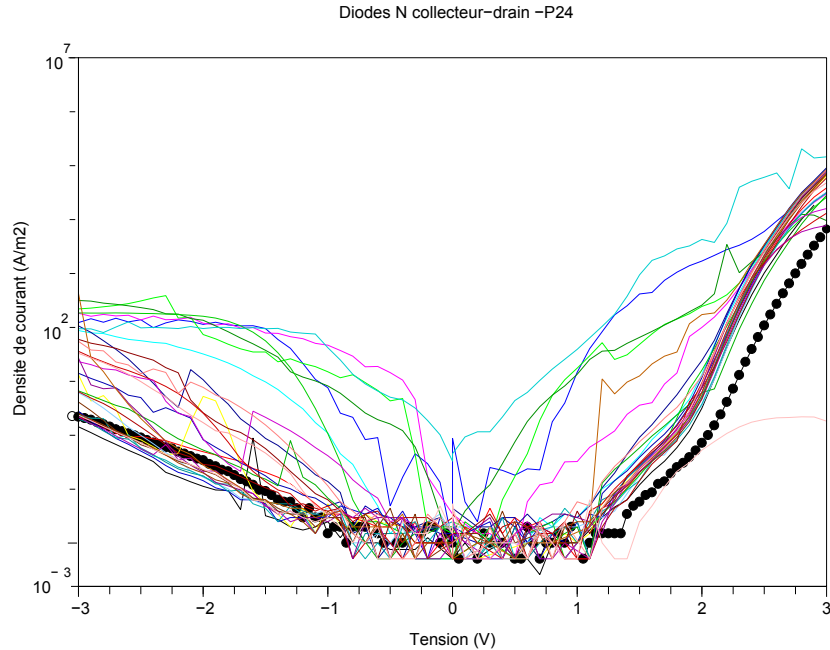


FIGURE 3.22: Caractéristiques des diodes N entre le collecteur et le drain pour un échantillon à base d'alumine avec recuit curatif (en noir avec les cercles : courbe de référence modélisée)

l'effet positif du recuit curatif sur la qualité des diodes PN.

### 3.6 Etude des caractéristiques des transistors à grille Ferromagnétique

La vue en coupe du transistor à grille ferromagnétique est présentée sur la figure 3.23. Elle précise les formes du dopage et les connexions électriques. Il est important de noter que la largeur effective du canal est différente de la largeur nominale de la grille d'un facteur 4,7. Ainsi la longueur du canal effective est de  $0,6\mu m$  et sa largeur est de  $40\mu m$ .

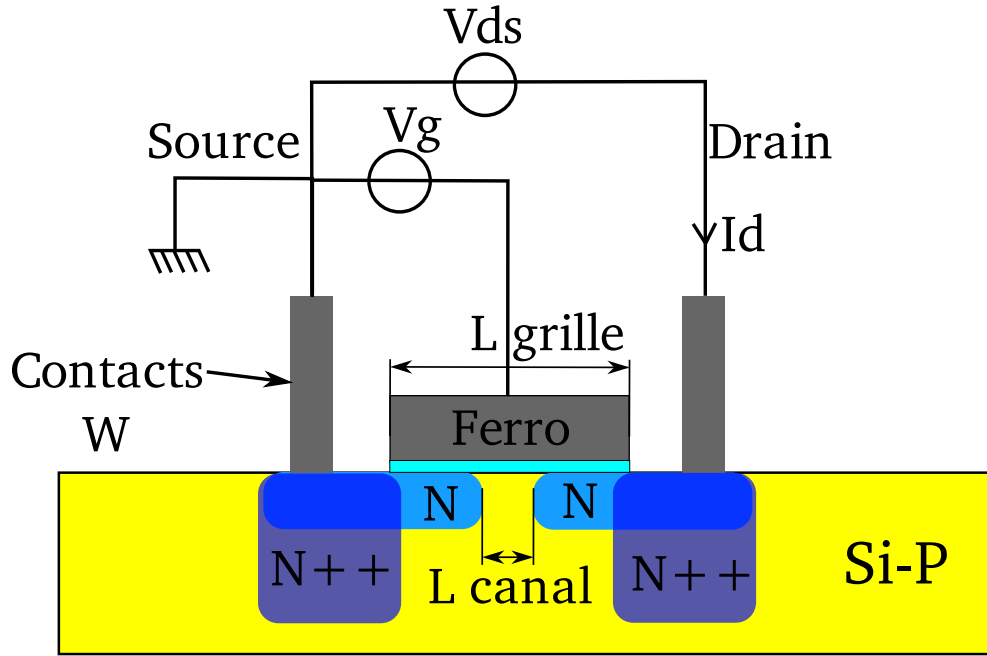
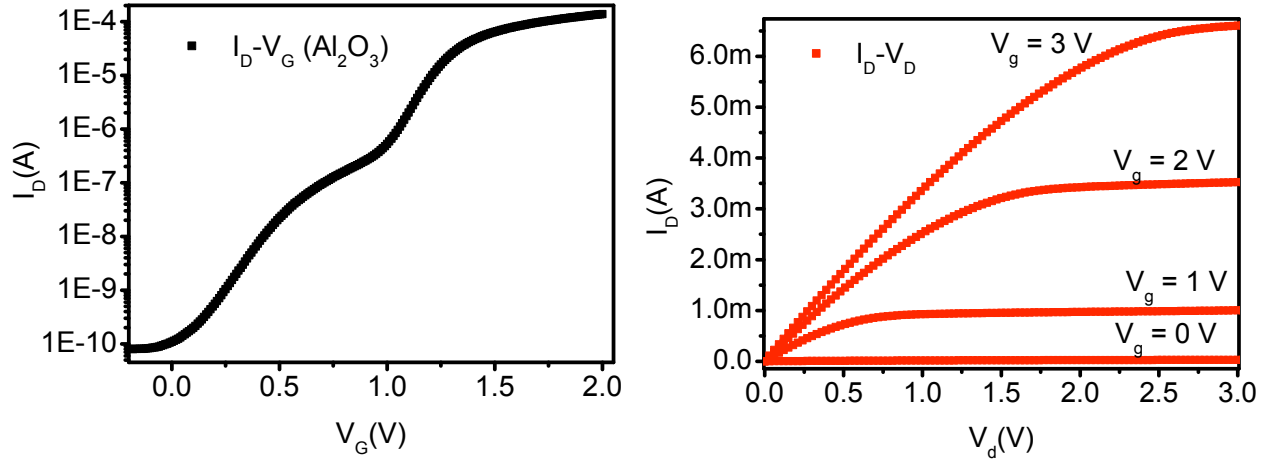


FIGURE 3.23: Coupe du transistor pseudo-MOS

La figure 3.24a représente les caractéristiques typiques du courant de drain en fonction de la tension de drain d'un transistor NMOS à grille ferromagnétique. Cette caractéristique montre clairement un effet de champ avec une tension de seuil comprise entre 0 et 1 Volt. La figure 3.24 présente la caractéristique  $I_d$  en fonction de la tension de grille ( $V_{gs}$  ou  $V_g$ ) pour une tension de drain fixée à 100mV. Cette caractéristique permet de tracer la courbe de transconductance du canal en fonction de  $V_g$ , et par la suite de tracer la courbe de la mobilité en fonction de  $V_g$ . Ces deux dernières courbes sont données sur la figure 3.25.



(a) Courant drain-source en fonction de la tension de grille pour  $V_{ds} = 100mV$  (b) Courant drain-source en fonction de la tension de drain

FIGURE 3.24: Caractéristiques d'un transistor à grille ferromagnétique

## Extraction de la mobilité

La mobilité effective dans le canal du transistor peut être extraite de la mesure du courant de drain en fonction de la tension de grille ( $I_d$  de  $V_g$ ). En effet, le courant dans un transistor MOS peut être décrit par l'équation 3.7 qui est la somme du courant de dérive et de diffusion [12]. Dans cette équation,  $W$  est la largeur de la grille et  $L$  sa longueur. La charge mobile dans le canal,  $Q_n$ , est prise par hypothèse uniforme (ce qui est vrai pour  $V_{ds} \ll V_{sat}$ ). On peut approcher l'expression de cette charge par l'équation 3.8. Cette approche suppose de connaître  $V_t$  et définit  $C_{ox}$  comme la capacité entre le canal et la grille seulement. Si l'on suppose que le transistor opère en régime linéaire, la mobilité effective peut alors être décrite par l'équation 3.9.

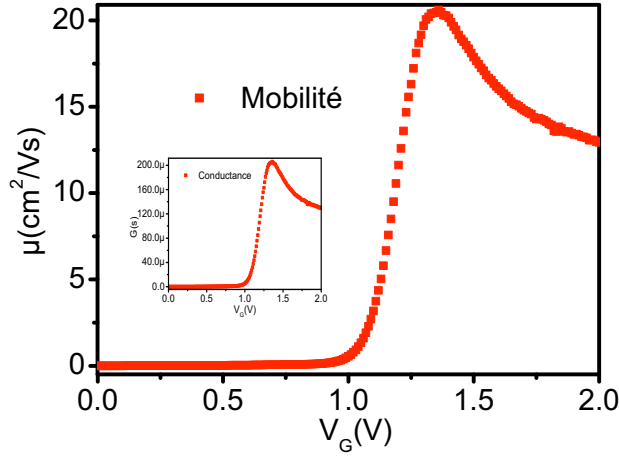
$$I_d = \frac{\mu_{eff} Q_n W}{L} V_{ds} - W \mu_{eff} \frac{kT}{q} \frac{dQ_n}{dx} \quad (3.7)$$

$$Q_n = C_{ox}(V_{gs} - V_t) \quad (3.8)$$

$$\mu_{eff} \approx \frac{\partial I_d}{\partial V_{gs}} \frac{L}{WC_{ox} V_{ds}} \quad (3.9)$$

La figure 3.25 montre que la mobilité effective en fonction de la tension de grille passe par un maximum pour  $V_{gs} = 1.3V$ . En dessous de cette limite, la mobilité apparente augmente avec  $V_{gs}$ , qui contrôle la largeur du canal de conduction. Au delà de cette limite, le champ électrique transverse entraîne une diminution de la mobilité des électrons due aux interactions des électrons avec les




 FIGURE 3.25: Extraction de la mobilité de l'échantillon à base d'alumine ( $V_{ds} = 0.1V$ )

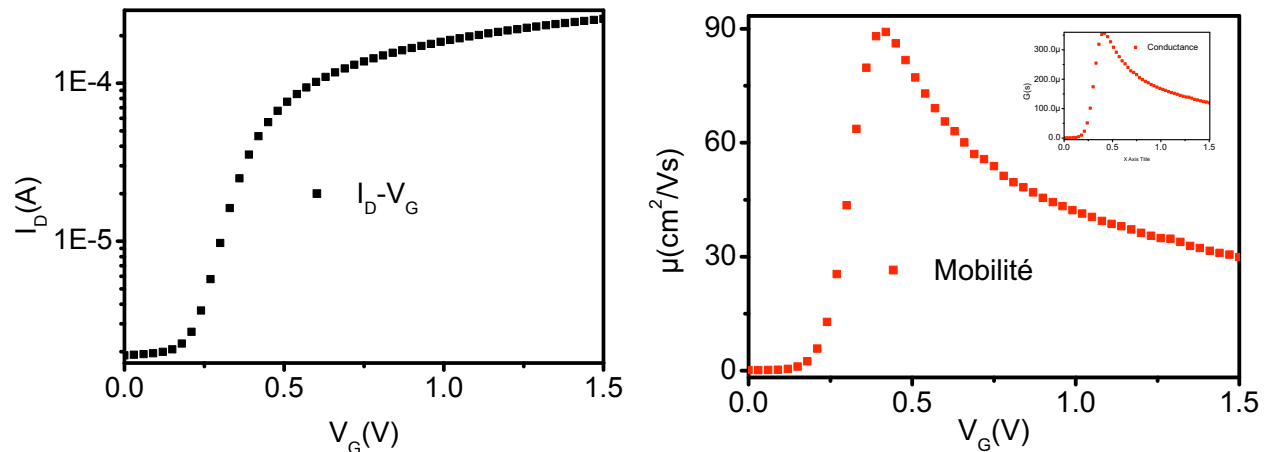
défauts d'interface. Le maximum de mobilité mesuré sur la figure 3.26 pour ce type de transistor est de l'ordre de  $90cm^2V^{-1}s^{-1}$ . Cette valeur est nettement plus faible que celles habituellement observées dans les structures CMOS standards ( $200$  à  $300cm^2V^{-1}s^{-1}$ ).

Plusieurs facteurs peuvent expliquer cela. Le premier est le procédé de fabrication non optimisé pour la réalisation de transistors. En effet, la réalisation des implantation drain et source a lieu avant celle de la grille, ce qui augmente la résistance série et le recouvrement de la grille sur le drain et la source. La capacité  $C_{ox}$  de l'équation 3.8 doit donc être diminuée du recouvrement, mais il est difficile d'estimer cette valeur du fait de la diffusion des dopants pendant le recuit d'activation des dopants. La résistance série entraîne, elle, un décroissance plus rapide de la mobilité pour une tension de grille importante qui peut affecter la mobilité maximale. Ces deux effets expliquent la faible mobilité mesurée dans nos dispositifs. En revanche, ces bias expérimentaux sont identiques pour tous les dispositifs de test et la comparaison de deux mobilités extraites de différents échantillons est raisonnable.

## Comparaison silice/alumine

Il est intéressant de comparer les deux types de transistors réalisés avec les deux oxydes tunnel (alumine et silice). La première comparaison se situe au niveau de l'effet transistor qui est représenté par le ratio  $I_{on}/I_{off}$ . Sur les figures 3.24a et 3.26, on note que ce ratio vaut seulement  $\sim 10^2$  pour le transistor à base de silice et  $\sim 10^6$  pour l'alumine. Le très fort courant mesuré dans le cas de transistors à base de silice peut être lié à la conduction par les défauts d'interface et aux fuites à travers l'oxyde. Sur le plan de la mobilité, c'est le transistor à base de silice qui obtient les

meilleurs résultats, ce qui est cohérent avec l'état de l'art. En effet, les défauts d'interface de type Pb des diodes à base d'alumine ne compromettent pas la fonctionnalité transistor mais affectent la mobilité. D'un autre côté, les défauts vraisemblablement dûs à la diffusion du ferromagnétique peuvent être rendus responsables du fort courant de fuite des transistors à base de silice.



(a) Courant drain-source en fonction de la tension de grille

(b) Extraction de la mobilité

FIGURE 3.26: Caractéristique d'un transistor à grille ferromagnétique ( $V_{ds} = 0.1V$ )

### 3.7 Perspectives et conclusions

Par l'analyse de diodes FMIS, nous avons montré que la qualité électrique des barrières tunnel à base d'alumine permettait d'obtenir des densités de défauts d'interface comparables à celles de l'état de l'art. Par l'étude des diodes PN et des transistors à grille ferromagnétique, nous avons montré que l'intégration d'un ferromagnétique dans une structure FMIS était possible sans compromettre les fonctionnalités des dispositifs. Ces caractérisations nous ont donc permis de choisir le type de barrière le plus adapté à l'étude du transport dépendant du spin dans le silicium mais aussi d'identifier les dispositifs présentant toutes les fonctionnalités désirées.

## 3.8 Bibliographie

- [1] K. N. Altmann, D. Y. Petrovykh, and F. J. Himpsel. High resolution photoemission study of the spin-dependent band structure of permalloy and ni. *Surf. Sci. Spectra*, 6(4) :255–260, October 1999.
- [2] J. L. Autran, F. Seigneur, C. Plossu, and B. Balland. Characterization of si/sio<sub>2</sub> interface states : Comparison between different charge pumping and capacitance techniques. *Journal of Applied Physics*, 74(6) :3932–3935, 1993.
- [3] Rabia Benabderrahmane, Mehdi Kanoun, Nicolas Bruyant, Hervé Achard, Claire Baraduc, and Ahmad Bsiesy. Electrical study of nife/al<sub>2</sub>o<sub>3</sub>/si tunnel diodes for magnetic memories. *Proceedings of IEEE ICM08 conference*, 2008.
- [4] Y. Chang. *Etude de caractérisation de matériaux diélectriques de grille à forte permittivité pour les technologies CMOS ultimes*. PhD thesis, INSA Lyon - LPM -CNRS - UMR 5511, 2003.
- [5] C.L. Dennis, C.V. Tiusan, R.A. Ferreira, J.F. Gregg, G.J. Ensell, S.M. Thompson, and P.P. Freitas. Tunnel barrier fabrication on si and its impact on a spin transistor. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 290-291(Part 2) :1383–1386, April 2005.
- [6] L. G. Gosset, J. F. Damlencourt, O. Renault, D. Rouchon, Ph. Holliger, A. Ermolieff, I. Trimaille, J. J. Ganem, F. Martin, and M. N. Semeria. Interface and material characterization of thin Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> layers deposited by ALD using TMA/H<sub>2</sub>O. *Journal of Non-Crystalline Solids*, 303(1) :17–23, May 2002.
- [7] H. Haruta. *Impedance Measurement Handbook*. Agilent Technologies, 2000.
- [8] C. Duluard C. Baraduc N. Bruyant A. Bsiesy et H. Achard M. Kanoun, R. Benabderrahmane. Electrical study of ferromagnet-oxide-semiconductor diode for a magnetic memory device integrated on silicon. *Applied Physics Letters*, 90(19) :192508, 2007.
- [9] L. F. Mao, J. L. Wei, Ch. H. Tan, and M. Zh. Xu. Determination of the effective mass of ballistic electrons in thin silicon oxides films using tunneling current oscillations. *Solid State Communications*, 114(7) :383–387, April 2000.
- [10] Herbert B. Michaelson. The work function of the elements and its periodicity. *J. Appl. Phys.*, 48(11) :4729–4733, November 1977.

- [11] Yang-Yu Fan Nieh, R.E. Lee, J.C. Lucovsky, G. Brown, G.A. Register, and L.F. Banerjee. Voltage- and temperature-dependent gate capacitance and current model : application to zro2 n-channel mos capacitor. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 49 :1969– 1978, 2002.
- [12] Dieter K. Schroder. *Semiconductor Material and Device Characterization*. Wiley-Interscience, February 2006.
- [13] Kwok K. Ng Simon M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. Wiley, 04/12/2006.
- [14] M.H. White and J.R. Cricchi. Characterization of thin-oxide mnos memory transistors. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 19 :1280– 1288, 1972.

# Chapitre 4

## Étude du transport dépendant du spin de dispositifs spintroniques sur silicium

Pour étudier le transport dépendant du spin il faut pouvoir faire varier une grandeur mesurable (courant ou tension) en fonction de l'orientation du spin des électrons. Dans ce chapitre, nous allons présenter les différents types de mesures de magnéto-transport réalisées lors de cette thèse dans des dispositifs sur silicium. Quatre configurations de mesure des effets dépendants du spin ont été utilisées : la mesure de la variation de la conductance d'une diode FMIS en fonction du champ magnétique appliqué, la mesure de la conductance d'une vanne de spin en fonction de l'aimantation relative des électrodes, la mesure non locale de l'accumulation de spin et la mesure d'effet de proximité dans les transistors à grille ferromagnétique.

### 4.1 Introduction au transport dépendant du spin

Dans le cas du silicium, contrairement aux semi-conducteurs III-V, seules les mesures électriques sont simples à réaliser. En effet, les mesures optiques sont difficiles à mettre en oeuvre dans le silicium à cause du gap indirect : pour détecter la polarisation de spin des porteurs dans un semi-conducteur à gap indirect, il faut mesurer l'hélicité des photons issus des recombinaisons indirectes assistées par phonons, qui sont peu probables.

Les métaux ferromagnétiques présentent une polarisation de spin spontanée à température ambiante. Ce sont des candidats privilégiés pour la génération de porteurs polarisés en spin dans le

silicium. Le courant électrique dans un métal est porté par les électrons ; ceux-ci possèdent un degré de liberté supplémentaire à leur position et quantité de mouvement : leur spin. Dans le cas d'un métal ferromagnétique, le courant est porté préférentiellement par les électrons de spin dit majoritaire. Un ferromagnétique est en général modélisé par ses deux canaux de spin de conductivités différentes et de populations différentes. Pour transférer ce déséquilibre au semi-conducteur, il n'est pas possible d'utiliser un contact ohmique entre ces deux matériaux très différents. En effet, il a été démontré [19, 8], que le courant injecté par un contact ohmique depuis un métal ferromagnétique vers un semi-conducteur n'était pas polarisé en spin, du fait de la trop grande différence de conductivité entre les deux matériaux. Mais en fait plutôt que de parler de désadaptation de conductivité, c'est plutôt la différence de densité d'électrons et de temps de vie de spin qui engendre ce problème. La condition pour avoir une injection efficace de courant polarisé par un contact ohmique a été énoncée par Fert et Jaffrès dans l'équation suivante :

$$r_n = \rho_n * l_{sf}^n \ll r_f = \rho_f * l_{sf}^f \quad (4.1)$$

Dans cette équation,  $\rho_n$  (*respectivement*  $\rho_f$ ) représente la résistivité du semiconducteur (resp. du ferromagnétique) et  $l_{sf}^n$  (*resp.*  $l_{sf}^f$ ) la longueur de diffusion de spin dans le semiconducteur (resp. dans le ferromagnétique). La condition ci-dessus n'est pas respectée dans le cas des métaux ferromagnétiques et des semi-conducteurs. Pour contourner ce problème, il a été proposé d'insérer une résistance d'interface dépendante du spin pour permettre l'injection d'un courant polarisé [8, 17] (barrière tunnel ou Schottky polarisée en inverse). Dans cette étude, nous avons choisi d'utiliser une barrière tunnel pour réaliser cette résistance d'interface. Dans la suite, nous examinerons les conditions nécessaires pour assurer le transport de la polarisation de spin dans le canal de silicium.

## 4.2 Étude du transport dépendant du spin dans une diode FMIS

La composante de base des dispositifs spintroniques sur semi-conducteur est la jonction ferromagnétique-semi-conducteur. Ici, une barrière tunnel est insérée pour permettre une injection de spin efficace.

Le transport électronique de cette simple jonction est dépendant du champ magnétique perpendiculaire au plan. Cet effet a déjà été observé et modélisé dans des jonctions Schottky sur AsGa[11], lorsque les électrons passent par effet tunnel du semi-conducteur vers le ferromagnétique. La transparence de la barrière dépend du spin des électrons incidents et est plus élevée pour les électrons

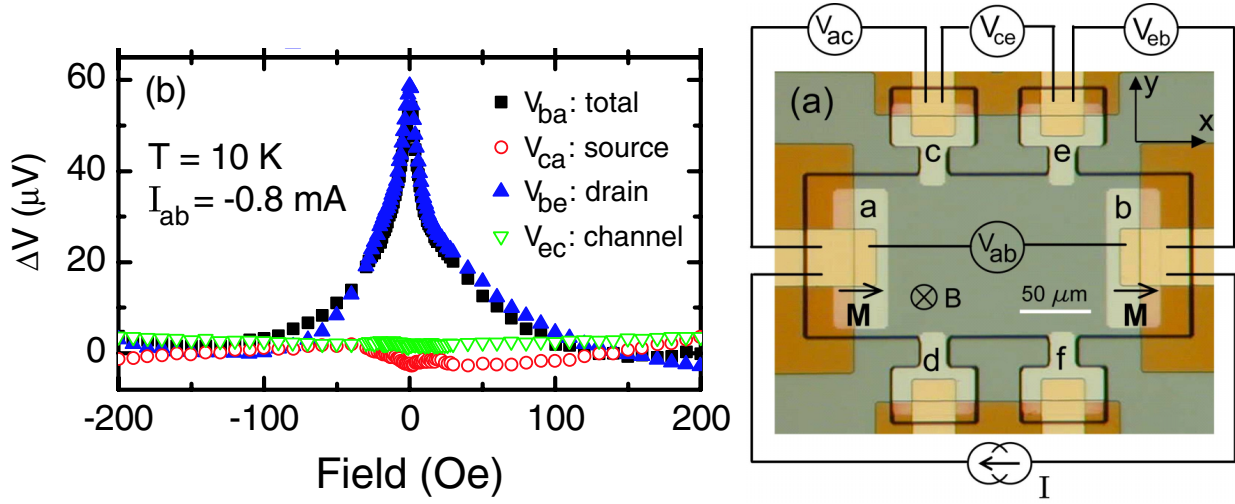


FIGURE 4.1: Tensions aux bornes des deux jonction FMIS en série, d'après Lou et al.[12]

de moment de spin parallèle à l'aimantation de l'électrode ferromagnétique. C'est pourquoi on observe, dans le semiconducteur, à l'interface avec l'électrode ferromagnétique, une accumulation de spin anti-parallèle à l'aimantation de l'électrode. Si un champ magnétique est appliqué perpendiculairement à la direction de spin des électrons accumulés, la précession des spins des électrons va progressivement faire disparaître cette accumulation par effet Hanle. La résistance effective de la jonction étant dépendante de l'accumulation des spins, on observe une diminution de la résistance avec l'augmentation du champ magnétique perpendiculaire.

La figure 4.1 est tirée de la ref. [11], elle présente la mesure des tensions aux bornes des jonctions tunnel en fonction du champ magnétique perpendiculaire. Cette mesure étant effectuée à courant constant, la diminution de la tension aux bornes d'une jonction correspond à une diminution de la résistance. La dépendance en champ magnétique de la tension aux bornes d'une jonction FMIS n'a pu être observée que dans le cas où les électrons vont du semi-conducteur vers le ferromagnétique (drain). Comme la résistance de la jonction polarisée en direct (électrons du SC vers le ferromagnétique) est reliée à l'accumulation de spin, la conductance varie en fonction du champ perpendiculaire au plan. En revanche, lorsque la jonction est polarisée en inverse (électrons du ferromagnétique vers le SC), le taux d'occupation des états au-dessus du niveau de Fermi est faible et le nombre d'états libres pour chaque spin est grand et quasiment identique. Dans ce cas, la transparence de la barrière ne dépend pas du spin et on n'observe pas de dépendance de la conductance de la jonction avec le champ perpendiculaire [11]. Ces mesures ont été analysées grâce au modèle détaillé dans la partie suivante.

### 4.2.1 Théorie de l'effet Hanle dans une jonction FMIS

La théorie de l'effet Hanle dans les dispositifs spintroniques a été explorée dans le cas diffusif par F. Jedema[9] et étendu au cas de la dérive-diffusion pour une seule électrode par X. Lou[11].

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = - D \operatorname{div} \left( \frac{\sigma}{q} \mathbf{E} - \mathbf{grad}(\Delta n) \right) - \frac{\Delta n}{\tau_{eff}} + \omega_L \Delta n \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - D \operatorname{div} \left( \frac{\sigma}{q} \mathbf{E} - \mathbf{grad}(n) \right) - \frac{n}{\tau_e} \quad (4.3)$$

$$\text{où} \quad \omega_L = \frac{g\mu_b B}{\hbar} \text{ et } v_d = \frac{\sigma}{qn} E \quad (4.4)$$

$$S_{x,t}(x_1, x_2, t, B) = \frac{S_0}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{(x_2 - x_1 - v_d t)^2}{4Dt}} \cos(\omega_L t) e^{-\frac{t}{\tau_s}} \quad (4.5)$$

Les équations de dérive-diffusion des concentrations d'électrons de spin up et down ( $n_\uparrow$  et  $n_\downarrow$ ) peuvent être ré-écrites pour faire apparaître des équations similaires pour la différence de population (ou accumulation de spin  $\Delta n = n_\uparrow - n_\downarrow$ ) et la concentration totale d'électrons ( $n$ ). La première équation 4.2 comporte un terme de précession du spin dans le champ magnétique ( $\omega_L \Delta n$ ) et un terme de relaxation de spin ( $\tau_{eff}^{-1} = \tau_e^{-1} + \tau_s^{-1}$ ) permettant d'intégrer les effets spintroniques. La seconde de ces équations 4.3 est une équation de dérive-diffusion classique qui comporte un terme de recombinaison de Schokley-Reed-Hall ( $\tau_e$  est le temps de vie des électrons dans le semi-conducteur).

L'équation 4.2 admet l'expression 4.5 comme fonction de Green unidimensionnelle. Cette expression peut être vue comme la probabilité de trouver en  $x_2$  au temps  $t$  un électron de spin up, sachant qu'à  $t = 0$  cet électron de spin up était présent en  $x_1$ .

Nous allons détailler ici le modèle simple de Lou et Al.[11] pour calculer l'accumulation de spin dans une électrode planaire unidimensionnelle de dimension  $L$  soumise à une induction magnétique  $B$  perpendiculaire au plan de l'échantillon et au spin des électrons polarisés. On suppose un taux de polarisation par unité de longueur  $S_0$  des électrons à l'interface, un temps de diffusion de spin  $\tau_{eff}$ , un coefficient de diffusion  $D$  et une vitesse de précession  $\omega_L = \frac{g\mu_b B}{\hbar}$ .

En intégrant selon le temps l'équation 4.5, on obtient 4.6. En intégrant l'équation 4.6 sur tous les couples  $\{x_1, x_2\}$  tels que  $|x_1 - x_2| \leq L$ , nous avons la polarisation moyenne sous l'électrode en fonction du champ et du taux de polarisation à l'interface 4.8.



$$S_x(x_1, x_2, B) = \int_0^\infty S_x(x_1, x_2, t, B) dt \quad (4.6)$$

$$= S_0 \operatorname{Re} \left[ \frac{e^{-\frac{\left(v_d + \sqrt{\frac{4D}{\tau_s} + v_d^2 - 4iD\omega_L}\right)|x_1 - x_2|}}{2D}}{\sqrt{\frac{4D}{\tau_s} + v_d^2 - 4iD\omega_L}} \right] \quad (4.7)$$

$$S(B) = \int_0^L \int_0^L S_x(x_1, x_2, B) dx_1 dx_2 \quad (4.8)$$

L'intégrale 4.8 peut être résolue analytiquement, et la solution est présentée sur l'équation 4.9.

$$S(B) = -S_0 2D \operatorname{Re} \left[ \frac{\left(1 - e^{-\frac{L(A+v_d)}{2D}} - L(A+v_d)\right)}{(A+v_d)^2 A} \right] \quad (4.9)$$

$$\text{ou } A = \sqrt{\frac{4D}{\tau_s} + v_d^2 - 4iD\omega_L}$$

Nous allons maintenant étudier le comportement de cette fonction pour des paramètres estimés à partir de la littérature. Le premier est le temps de diffusion de spin dans le silicium ; celui-ci varie avec la température et est de 200 ns à 85K, 65ns à 150K [7](Si non dopé) et 10ns à 300K [13](Si dopé phosphore  $10^{15} \text{cm}^{-3}$ ). Le second est la mobilité des électrons dans le silicium :  $\mu_n \gtrsim 1000 \frac{\text{cm}^2}{\text{V.s}}$  pour des dopages jusqu'à  $3.10^{16} \text{cm}^{-3}$  à 300K. La mobilité obéit à une loi en  $T^{-1.5}$ [16]. Par la relation d'Einstein, on déduit de la mobilité le coefficient de diffusion  $D = \frac{k_b T}{q} \mu_n \gtrsim 26 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$  à 300K. L'influence de la température est visible sur la figure 4.2, l'amplitude de la variation de conductance mesurable diminue avec la température.

L'estimation de la vitesse de dérive  $v_d$  (Eq.4.4) dépend de la géométrie de l'échantillon. Si le champ électrique est perpendiculaire au plan de l'échantillon, la vitesse de dérive dans le plan est nulle (c'est le cas lorsque le courant vient de la face arrière de l'échantillon). Si le courant est confiné dans la couche supérieure de l'échantillon (comme certains de nos échantillons pour lesquels le courant vient d'une électrode annulaire en face avant), la vitesse de dérive peut être estimée à  $10^3 < v_d < 10^5 \text{cm.s}^{-1}$  si  $1 < E < 100 \text{V.cm}^{-1}$ . Dans ces deux cas, l'influence de la vitesse de dérive est identique : l'amplitude du signal mesuré diminue (cf figure 4.3).

Ces modélisations sont valables à une dimension. Étant donnée l'isotropie de la diffusion, le

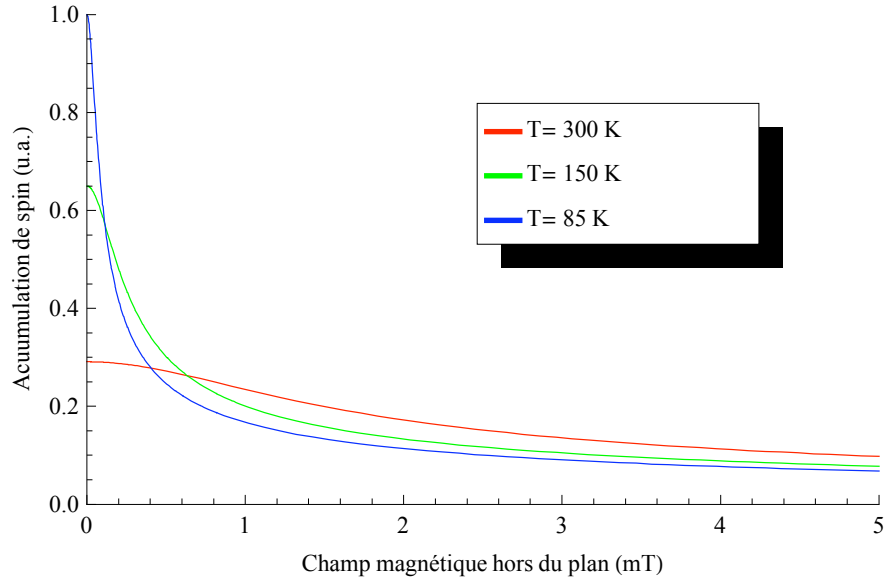


FIGURE 4.2: Calcul de l'accumulation de spins en fonction du champ magnétique appliqué pour différentes températures avec  $D = \left(\frac{T}{300K}\right)^{-1.5} 26 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ ,  $v_d = 0$  (Amplitude normalisée à T=85K)

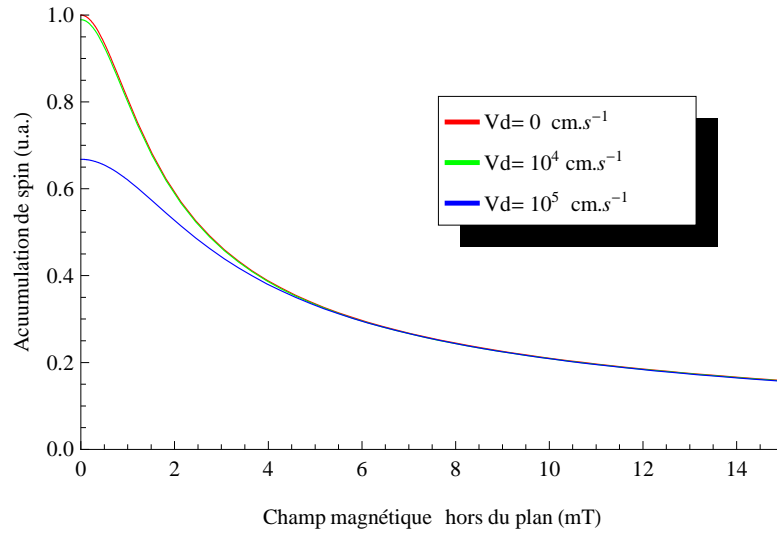


FIGURE 4.3: Calcul de l'effet de la vitesse de dérive non nulle sur l'effet Hanle (Amplitude normalisée pour  $v_d = 1000 \text{ cm.s}^{-1}$ )

principal impact de l'augmentation de la dimension du système porte sur la constante de normalisation  $S_0$  de la fonction de Green. Si le système devient bidimensionnel, l'électrode est également bidimensionnelle, et  $S_0$  est plus faible et l'équation 4.6 doit être intégrée en deux dimensions. Si le système devient tridimensionnel (l'électrode est placée sur un semi-conducteur massif),  $S_0$  diminue de nouveau et l'intégrale reste identique à celle du cas bidimensionnel (car l'électrode reste bidimensionnelle).

### 4.2.2 Mesures sur les échantillons à barrière d'alumine

Nous avons réalisé ces mesures à température ambiante et à 4K sur des diodes d'une surface de  $2400\mu m^2$  présentant une caractéristique électrique de type tunnel direct. Ce sont les échantillons à barrière d'alumine qui ont été choisis, car leurs caractéristiques électriques (cf chapitre 3) attestent d'un mécanisme de transport par effet tunnel direct, garant d'un bon taux d'injection de spin.

A température ambiante, les variations de conductance sont dominées par le bruit de la jonction tunnel. En fonction de la tension de polarisation, on observe soit un bruit haute fréquence accompagné d'une dégradation irréversible de la structure, soit un bruit télégraphique à deux niveaux (ou plus).

Pour les mesures à 4K, seules les diodes sur silicium fortement dopé sont mesurables ; en effet les autres dispositifs affichent un courant inférieur à  $100fA$  à cause du gel des porteurs dans le silicium non dégénéré. Nous n'observons pas de variation de la conductance, mis à part un effet parasite dû à la variation de la température. Ces instabilités thermiques sont causées par la difficulté de réguler la température du porte-échantillon.

Aucune dépendance de la conductance avec le champ magnétique perpendiculaire n'a été observée à température ambiante et à 4K. Si cette dépendance existe dans nos échantillons, sa limite haute est inférieure à 0,1% à 4K.

La première inconnue du modèle présenté précédemment est le taux de polarisation à l'interface. Si cet effet a déjà été mesuré dans AsGa[11], il ne l'a jamais été dans le silicium . Nos mesures sont réalisées à température ambiante, et nous avons montré que cela entraîne théoriquement une diminution de 70% du signal par rapport à une mesure à 100K. La géométrie de nos échantillons crée une composante horizontale de vitesse de dérive qui diminue le signal attendu de 35%. Il faut donc optimiser notre dispositif pour ce type de mesures en réalisant des électrodes de petite taille mesurables à basse température.

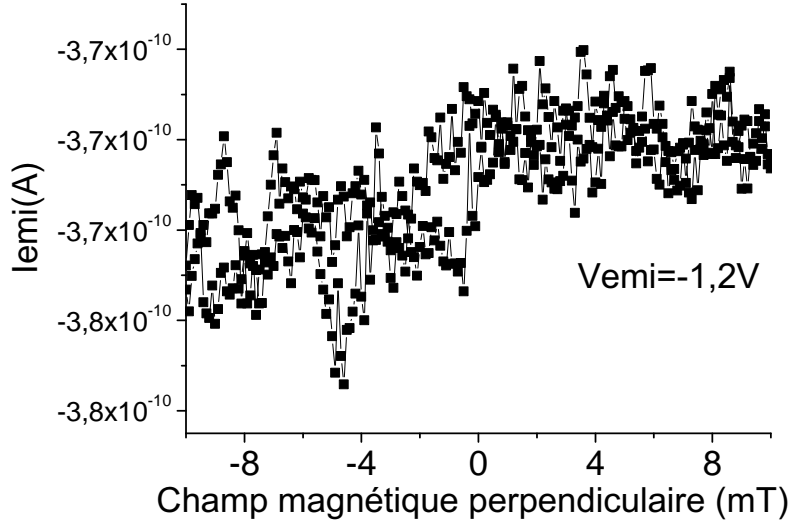


FIGURE 4.4: Mesure de la variation du courant d'une diode FMIS à température ambiante

### 4.3 Étude des structures vanne de spin FM/I/S/I/FM

La structure vanne de spin est la plus simple des structures présentant une magnéto-résistance géante. Elle est constituée de deux couches magnétiques séparées par une couche non magnétique. Ce type de structure a de nombreuses applications lorsque la couche séparatrice est un métal non magnétique ou un isolant : magnéto-résistance géante et magnéto-résistance tunnel. En revanche, si l'on remplace le métal par un semi-conducteur, aucun effet de ce type n'a été observé.

L'absence de dépendance de la conductance en fonction du champ magnétique est une conséquence directe de la désadaptation d'impédance évoquée plus haut. Si l'on insère une barrière isolante entre le ferromagnétique et le semi-conducteur, il est en théorie possible de mesurer des effets dépendants du spin.

Cependant, à l'heure actuelle, aucun effet de ce type n'a été mis en évidence dans des structures à transport latéral[5]. L'injection de spin n'est pas en cause, elle a été mesurée par des méthodes optiques et par polarisation nucléaire induite[15, 21, 20]. Le transport en spin ne peut pas être mis en cause non plus : Appelbaum et al. [1] ont réalisé et mesuré le transport d'électrons polarisés en spin à travers  $300\mu\text{m}$  de silicium. C'est donc bien la conservation de l'accumulation de spin entre la source et le drain qui est problématique : ce problème soulevé par Fert et Jaffrès[8] est repris dans un article de revue en 2007 par Fert et al.[4].

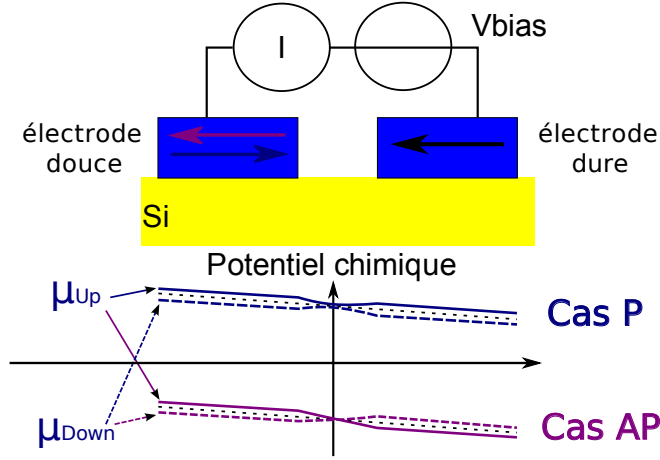


FIGURE 4.5: Magnéto-résistance à deux électrodes

### 4.3.1 Théorie de la magnéto-résistance planaire

Pour réaliser une mesure de type magnéto-résistance géante planaire, un courant est injecté par une première jonction FMIS (injecteur) et est entièrement collecté par une seconde jonction (collecteur). Dans ce cas, c'est la conductance du dispositif qui est susceptible de présenter une dépendance en spin. Les conditions d'injection et de collection des électrons sont uniquement fixées par les caractéristiques tunnel des deux jonctions et par leur géométrie.

La théorie de ce type de système a été étudiée par Fert et Jaffrès [8] dans un formalisme de diffusion pure (sans dérive). Cette approche permet de définir une condition sur la résistance de la jonction par rapport à la résistance du semi-conducteur, pour obtenir une injection de spin efficace et une variation de résistance mesurable. La première condition à respecter est la résistance minimale de la barrière tunnel pour éviter le *conductivity mismatch*. L'autre condition porte sur la résistance du silicium comparée à celle des deux barrières : si la résistance de barrière est trop grande, le temps de transit entre la source et le drain devient supérieur au temps de spin-flip.

Ces deux conditions peuvent s'exprimer comme un intervalle de résistance surfacique autorisée ( $r_b$  dans l'équation 4.10) pour la barrière tunnel où  $t_N$  est la longueur du canal en silicium,  $l_{sf}^N$  est la longueur de diffusion de spin dans le silicium et  $\alpha$  un paramètre permettant de prendre en compte la géométrie du dispositif.

$$r_N \frac{t_N}{l_{sf}^N} \alpha < r_b < r_N \frac{l_{sf}^N}{t_N} \alpha. \quad (4.10)$$

Paramètre	Valeur Max	Valeur Min	Remarque
Dopage du silicium	$10^{16} cm^{-3}$	$10^{17} cm^{-3}$	
Résistivité	$10^{-1} \Omega.m$	$10^{-3} \Omega.m$	
Surface de la diode	$3 \mu m^2$	$0.3 \mu m^2$	Surfaces théoriques
Longueur du canal	$1.5 \mu m$	$0.6 \mu m$	
Silice- $r_b$	$10^{-3}(\text{direct}@3.5V)$	$10^1(\text{inverse}@-3V)$	en $\Omega.m^2$
Alumine- $r_b$	$10^{-5}(\text{direct}@3.5V)$	$10^1(\text{inverse}@-3V)$	en $\Omega.m^2$

TABLE 4.1: Paramètres variables en fonction des différents dispositifs de test que nous avons réalisés

La non prise en compte de la dérive peut être corrigée en considérant deux longueurs de spin différentes en fonction du sens du courant comme l'ont décrit Yu et Flatté [23] ( $L_d$  dans le sens du courant et  $L_u$  dans le sens opposé).

$$L_{d(u)} = \left( - (+) \frac{|eE|}{2k_b T} + \sqrt{\left( \frac{eE}{2k_b T} \right)^2 + \frac{1}{(l_{sf}^N)^2}} \right)^{-1} \quad (4.11)$$

Ces corrections ne sont significatives que lorsque le champ électrique dans le silicium dépasse  $E = \frac{k_b T}{q l_{sf}^N} \approx 100 V.m^{-1}$  à température ambiante, ce qui n'est atteint que pour des densités de courant relativement importantes ( $J = 10^4 A.m^{-2}$ ). Il suffit alors de remplacer  $l_{sf}^N$  par  $L_d$  dans les expressions de Fert et Jaffrès.

Comme les diodes FMIS ont un comportement redresseur, si le premier contact est polarisé en direct, le suivant sera polarisé en inverse. Les deux diodes étant en série, il faut ajuster les surfaces des deux électrodes ferromagnétiques pour satisfaire les critères de Fert et Jaffrès.

Nous allons maintenant examiner les dispositifs de test disponibles pour savoir s'il est possible de trouver un couple d'électrodes correspondant aux critères de Fert et Jaffrès. Les différents paramètres ajustables sont la surface des deux électrodes ferromagnétiques, le dopage du silicium et l'épaisseur de la barrière. Les variations de ces paramètres sont récapitulées dans le tableau 4.1 avec les éventuelles contraintes de chaque structure.

Le paramètre géométrique  $\alpha$  permet de rendre compte des effets de la géométrie du système sur le nombre de spin flips dans le semi-conducteur. Dans notre cas l'accumulation de spin peut s'étendre à deux ou trois dimensions, on aura donc  $\alpha$  avec des valeurs comprises entre  $\left( \frac{t_N}{l_{sf}^N} \right)^2 \frac{W_{contact}}{W_{canal}}$  et  $\left( \frac{t_N}{l_{sf}^N} \right)^3 \frac{W_{contact}}{W_{canal}}$ .

Dans le cas de nos barrières tunnel, la condition 4.12 est toujours satisfaite :

$$r_N \alpha \approx 10^{-5} \text{ ou } 10^{-6} \Omega.m^2 \frac{W_{contact}}{W_{canal}} < r_b \quad (4.12)$$

est généralement vérifiée pour nos diodes quels que soient les paramètres géométriques.

En revanche, la condition 4.13 n'est pas vérifiée pour les diodes polarisées en inverse, la taille du canal étant toujours supérieure à la taille des électrodes.

$$r_b < r_N \left( \frac{t_N}{l_{sf}^N} \right)^\beta \frac{W_{contact}}{W_{canal}} \approx 10^{-8} \text{ ou } 10^{-7} \Omega.m^2 \frac{W_{contact}}{W_{canal}} \quad (4.13)$$

On a dans le meilleur des cas  $\left( \frac{l_{sf}^N}{t_N} \right) \approx 1 - 5$  en prenant des valeurs de  $l_{sf}$  estimée grâce au temps de vie de spin mesuré à température ambiante par résonance paramagnétique électronique. Dans le cas de nos dispositifs le paramètre  $\alpha = \left( \frac{t_N}{l_{sf}^N} \right)^\beta \frac{W_{contact}}{W_{canal}}$ . Le paramètre  $\beta$  est compris entre 1 et 2 pour prendre en compte le nombre de spin flip dans le volume du semi-conducteur [8]. Le rapport  $\left( \frac{l_{sf}^N}{t_N} \right)$  étant fixé par les paramètres du matériaux et la technologie employée ( $t_n \approx 0,5\mu m$ ),  $\beta$  par la géométrie du dispositif, il ne reste plus que la taille du canal de conduction et la surface des électrodes comme paramètre d'ajustement dans nos dispositifs.

En utilisant un dopage p sous la source et n sous le drain, les deux diodes sont polarisées en direct, ce qui permet de limiter au maximum la résistance  $r_b$ , car dans ce cas les deux diodes sont polarisées en direct et la résistance est minimale.

Nos structures à base d'alumine peuvent satisfaire les conditions de Fert et Jaffrès si le rapport géométrique  $W_{canal} < 10^{-2} \cdot W_{contact}$ , ce qui en terme de surface peut s'écrire  $S_{canal} < 10^{-4} \cdot S_{contact}$ , soit un canal de conduction avec une section inférieure à  $300nm^2$ .

Afin de satisfaire ces conditions, nous avons tenté d'optimiser la section du canal. La majorité du courant reste en surface du volume de silicium, mais une partie non négligeable des électrons peut s'enfoncer beaucoup plus profondément dans le substrat. Une première solution a été proposée pour canaliser les électrons en surface en utilisant une zone implantée N sous le collecteur d'une profondeur de  $80nm$ . Il en résulte une meilleure canalisation des électrons à la surface. Cet effet a été mis en évidence par des simulations bidimensionnelles de transport présentées sur la figure 4.6, où l'on peut observer la géométrie des lignes de courant. Le courant est divisé par un facteur 10 entre la surface et une profondeur de  $1\mu m$  sous la surface de l'émetteur et à une profondeur de  $0,2\mu m$  dans le canal dopé. Les limitations de cette technique ne nous permettent pas de diminuer suffisamment la section du canal dans nos dispositifs.

Il est donc normal que la variation de la conductance ne soit pas aisément mesurable dans nos dispositifs (pour ce modèle théorique). Nous verrons dans le chapitre 5 qu'il existe des solutions

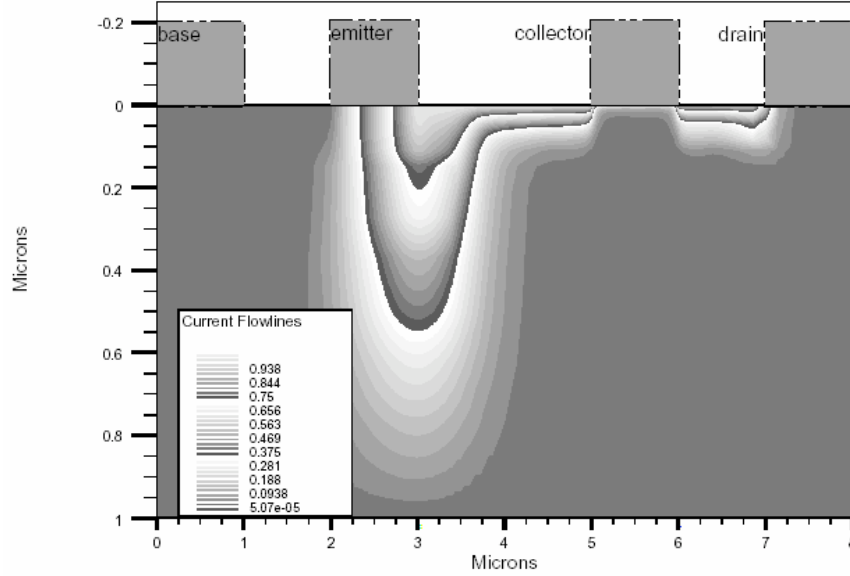


FIGURE 4.6: Lignes de courant entre l'émetteur et le collecteur avec un canal dopé N

technologiques pour remédier à ce problème en jouant sur la dimensionnalité du système  $\beta$  et sur section du canal.

### 4.3.2 Mesure en fonction de l'orientation relative de l'aimantation des électrodes

Il faut mesurer la variation des caractéristiques de transport entre les états parallèle et anti-parallèle de l'aimantation des électrodes. Pour cela, les deux méthodes présentées dans le chapitre 2 ont été utilisées :

- un champ magnétique extérieur parallèle à l'axe de facile aimantation des électrodes permet de décrire les cycles d'hystérésis des deux électrodes. En pratique, pour faire une mesure du transport dépendant du spin, on fait un cycle majeur sur les électrodes magnétiques. La séquence de champ est la suivante :  $0 \rightarrow B_{max} \rightarrow -B_{max} \rightarrow 0$ . Pour chaque pas de champ, on mesure le courant dans le dispositif.  $B_{max}$  est choisi de manière à saturer l'aimantation de l'électrode dure. On passe ainsi par les quatre états magnétiques du couple d'électrodes et on doit obtenir deux états électriques différents correspondant aux états magnétiques parallèles et anti-parallèles. Pour diminuer le bruit de mesure, il est possible de réaliser un grand nombre de cycles et d'en faire la moyenne.



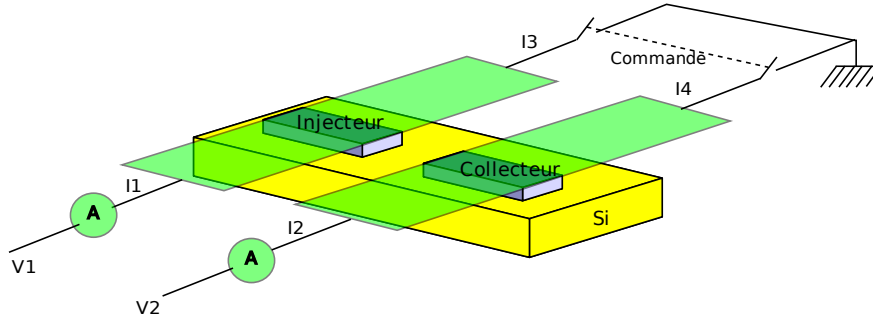


FIGURE 4.7: Géométrie du dispositif de test pour le retournement par courant

- L'utilisation du champ rayonné par le courant traversant les lignes de courant permet de passer d'un état à l'autre de l'aimantation. En pratique, on mesure le courant (ou la tension), on change l'état magnétique, on re-mesure le courant (ou la tension) et on recommence un grand nombre de fois ce processus. Le signal de transport dépendant du spin fera apparaître deux niveaux correspondants aux deux états magnétiques.

### Technique expérimentale

Pour mesurer la variation de résistance en fonction de l'orientation relative des électrodes, nous utilisons un mécanisme de contrôle de l'aimantation des électrodes. Les deux approches décrites dans le chapitre 2 ont été testées.

Pour l'approche utilisant un champ magnétique extérieur, un champ magnétique planaire a été appliqué avec une séquence de champ permettant de balayer les quatre états possibles de l'aimantation des électrodes magnétiques. Pour augmenter le rapport signal sur bruit, cette séquence a été répétée un grand nombre de fois, ce qui permet d'atteindre une limite de détection de 0.8% de signal de magnéto-résistance. C'est la limite basse de détection de cette méthode de mesure. Si l'on augmente le nombre de cycles, le temps de mesure dégrade l'échantillon et le bruit intrinsèque de celui-ci augmente.

Pour l'approche utilisant le champ créé par le courant circulant dans les lignes de courant, des structures adaptées ont été utilisées. Les électrodes sont alors perpendiculaires à la ligne de courant, qui sert aussi de reprise de contact pour l'injecteur et le collecteur. Cette géométrie particulière est présentée sur la figure 4.7.

Lors de l'injection du courant dans la ligne d'aluminium, il faut s'assurer que le courant important circulant dans la ligne ne dégrade pas le dispositif. Pour cela, ce dernier est mis dans un état de haute impédance. Cela permet d'injecter 100mA dans la ligne d'aluminium, sans dégradation mesurable du dispositif. Pour réaliser la mesure d'effets dépendants du spin, nous avons utilisé la

méthode la plus robuste, celle de l'injection de courant. Pour préparer un état parallèle, 100mA ont été injectés dans les lignes de courant de chaque électrode magnétique. Pour l'état anti-parallèle de l'aimantation, 100mA ont aussi été injectés, mais en sens opposées pour les deux électrodes. Entre chacune de ces deux opérations, une centaine de mesures de courant sont effectuées, ce qui permet d'obtenir la résistance dans l'état parallèle ou anti-parallèle. Pour augmenter notre limite de détection, ces quatre opérations sont répétées jusqu'à un millier de fois. En comparant la moyenne des résistances des états parallèle et anti-parallèle, il est ainsi possible de mesurer les effets dépendants du spin.

Aucune des deux méthodes décrites dans le paragraphe précédent n'a permis de mettre en évidence d'effets dépendants du spin dans nos échantillons à température ambiante. La limite de détection de nos mesures est d'environ 0,8% de variation de résistance. Cette limite de détection est liée au bruit intrinsèque de nos échantillons. Des exemples de courant mesuré sont présentés sur la figure 4.8 dans le cas de la mesure avec retournement par courant. Aucune alternance de niveau de courant n'est détectable entre les états parallèles et anti-parallèles pour deux niveaux de tension différents : en effet la transformée de Fourier d'un tel signal ne révèle aucune périodicité. Nous avons soit un bruit télégraphique soit des dérives importantes ajoutées à un bruit « blanc ». Ces fluctuations peuvent être liées à des effets de piégeage-dépiégeage dans la barrière ou à des effets de dégradation irréversible du diélectrique.

### 4.4 Mesures non locales de l'accumulation de spin

Les mesures non locales de l'injection de spin ont été introduites par Johnson et Silsbee[10] et approfondies par Jedema[9] dans des systèmes entièrement métalliques. Des mesures équivalentes sur de l'AsGa fortement dopé à basse température ont été réalisées par Lou et al. en 2007 et ensuite sur silicium fortement dopé [22]. Ces deux résultats ont été obtenus dans des films minces de semi-conducteurs.

Pour réaliser une mesure non locale, l'injecteur ferromagnétique polarise les électrons du semi-conducteur. Cette polarisation des porteurs s'étend par dérive-diffusion et est atténuée par les mécanismes de diffusion de spin. Cette accumulation de spin crée une différence de potentiel chimique entre les électrons de spin *up* et de spin *down*. Le potentiel chimique est mesuré entre une électrode magnétique et une électrode non magnétique. En fonction de l'orientation de son aimantation, l'électrode de mesure du potentiel chimique viendra donc sonder soit le potentiel chimique des électrons majoritairement injectés, soit le potentiel chimique des électrons minoritaires.

Si un champ magnétique est appliqué dans le plan de l'échantillon, il est possible de passer

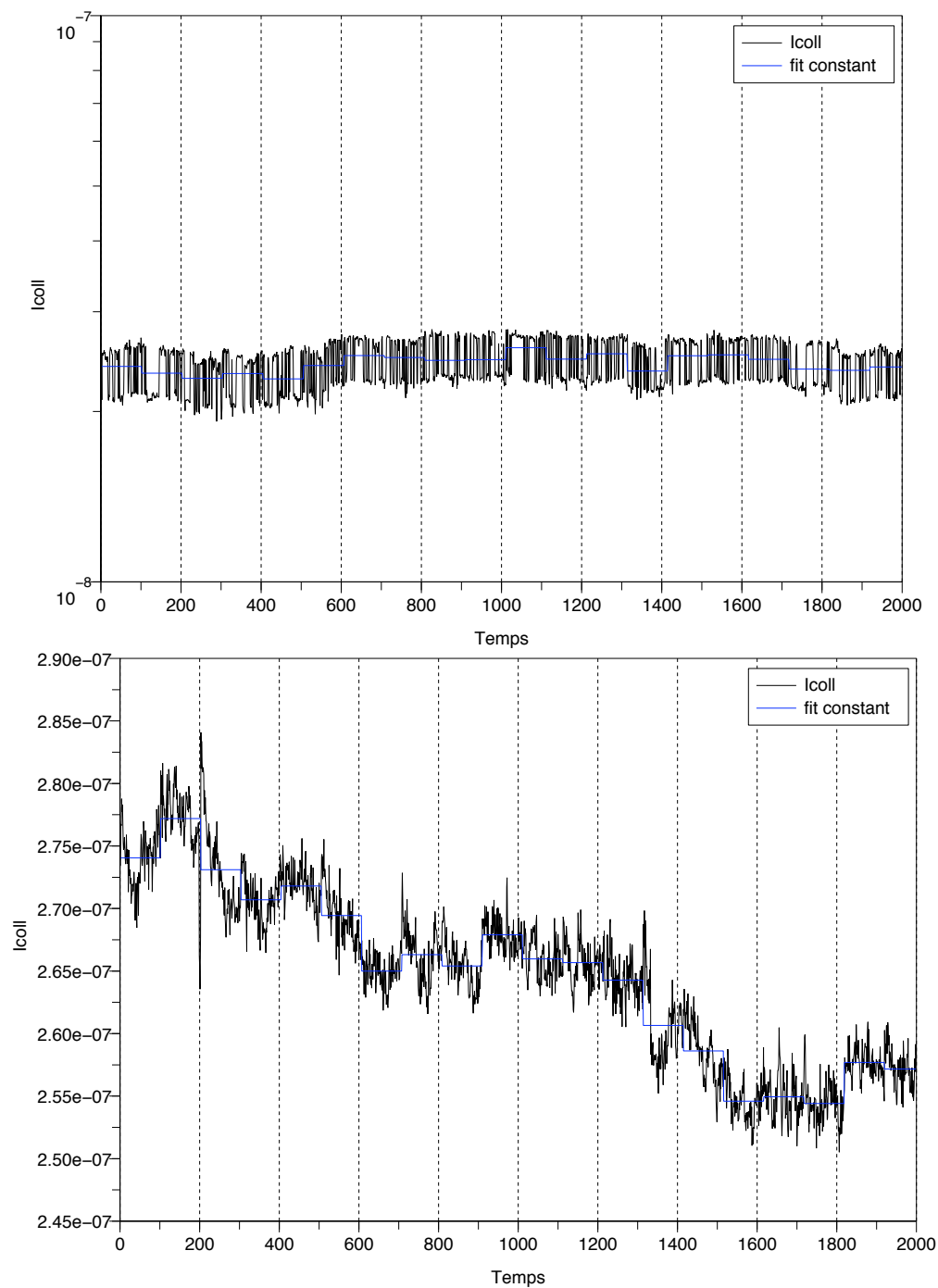


FIGURE 4.8: Mesures du courant de collecteur en fonction du temps (en dixième de secondes) pour des tensions de 4V et 4,5V lors d'une alternance régulière entre les états parallèle et anti-parallèle de la structure.

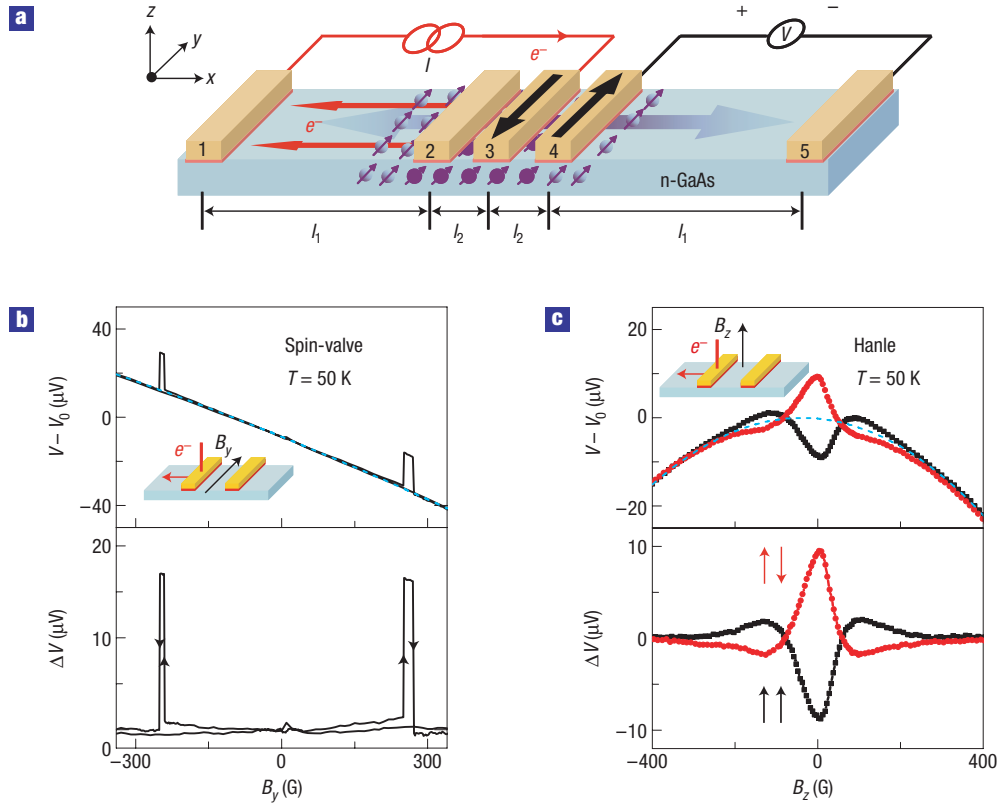


FIGURE 4.9: Mesure non-locale de l'accumulation de spin par mesure de type vanne de spin (b) et par effet Hanle (c). (d'après Lou et al.[12])

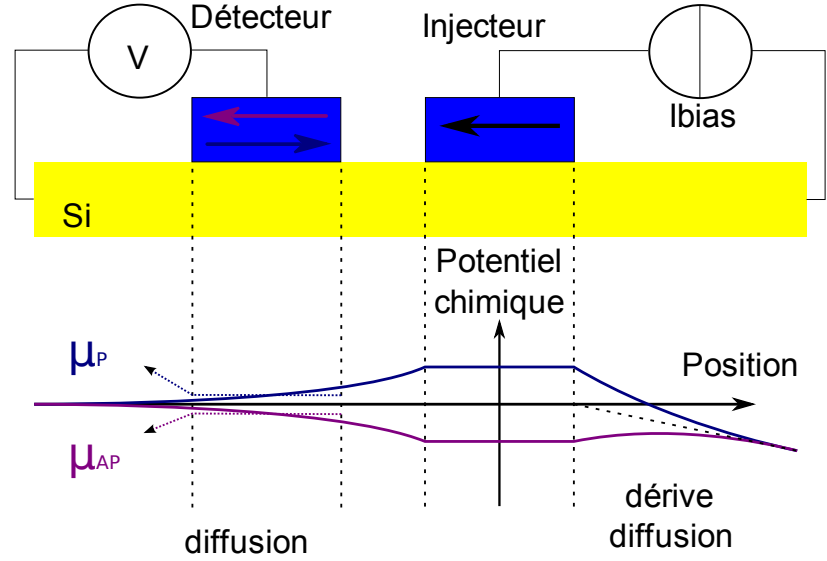


FIGURE 4.10: Principe de la mesure non locale.

d'une configuration magnétique d'électrodes parallèle à anti-parallèle. Une dépendance de la tension mesurée doit donc être observée en fonction du champ planaire. Elle doit présenter des variations brutales au moment du retournement de l'aimantation de l'électrode douce comme sur la figure 4.9 où sont reproduits les résultats de Lou et al[12].

Si un champ magnétique est appliqué hors du plan de l'échantillon, les électrons polarisés sous l'injecteur précessent durant leur diffusion vers l'électrode de détection. Ce champ magnétique réduit l'accumulation de spin, donc la différence de potentiel chimique détectée diminue. En fonction des paramètres de longueur de diffusion de spin et de conductivité, il est possible d'observer des oscillations (symétriques en champ magnétique) amorties du signal détecté.

La détection non locale permet de mesurer de manière robuste l'injection de spin. En effet, comme pratiquement aucun courant ne traverse l'électrode de détection, celle-ci n'influence pas l'injection de spin et permet d'utiliser des barrières tunnel de haute résistance.

#### 4.4.1 Estimation théorique du signal attendu

Le niveau de Fermi (ou potentiel électrochimique d'un semi-conducteur à l'équilibre) des électrons dans un semi-conducteur non dégénéré s'écrit selon l'équation 4.14. La différence de potentiel

entre les électrons de spin *up* et *down* s'écrit alors comme l'équation 4.15.

$$\mu = E_f - E_i = k_b T \ln \left( \frac{n}{ni} \right) \quad (4.14)$$

$$\Delta\mu = E_{f\uparrow} - E_{f\downarrow} = k_b T \ln \left( \frac{n_{\uparrow}}{n_{\downarrow}} \right) = k_b T \ln \left( \frac{1+P}{1-P} \right) \quad (4.15)$$

Si on prend comme valeur de la polarisation injectée de  $P = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} = 5\%$ , on a alors  $\Delta V = P_{Fe} \frac{\Delta\mu}{q} = 0.05 \frac{k_b T}{q} \approx 1 mV @ 300 K$ .

Si le champ magnétique est appliqué hors du plan de l'échantillon, il est alors possible de mesurer les oscillations de la tension mesurée. Pour cela, on intègre la fonction de Green (equ. 4.5) pour tous les temps de parcours possibles (c'est le même calcul que en 4.6). Ensuite, on intègre cette expression pour toute l'électrode d'injection et celle de collection pour connaître la polarisation moyenne détectée (equ. 4.18).

$$S_x(x_1, x_2, B) = \int_0^{\infty} S_x(x_1, x_2, t, B) dt \quad (4.16)$$

$$S_x(x_1, x_2, B) = S_0 \operatorname{Re} \left[ \frac{e^{-\frac{\left( V_d + \sqrt{\frac{4D}{\tau_s} + V_d^2 - 4iD\omega_L} \right) |x_1 - x_2|}{2D}}}{\sqrt{\frac{4D}{\tau_s} + V_d^2 - 4iD\omega_L}} \right] \quad (4.17)$$

$$S(B) = \int_{-w}^0 \int_L^{L+w} S_x(x_1, x_2, B) dx_1 dx_2 \quad (4.18)$$

$$S(B) = S_0 \operatorname{Re} \left[ \frac{8D^2 \sinh \left[ \frac{L \left( V_d - \sqrt{\frac{4D}{\tau_s} + V_d^2 - 4iD\omega_L} \right)}{4D} \right]}{\sqrt{\frac{4D}{\tau_s} + V_d^2 - 4iD\omega_L} \left( V_d - \sqrt{\frac{4D}{\tau_s} + V_d^2 - 4iD\omega_L} \right)^2} \right] \quad (4.19)$$

Ce modèle est unidimensionnel. Dans le cas d'un canal de conduction bidimensionnel, ou même tridimensionnel, il faut diminuer la constante de normalisation  $S_0$  et modifier l'équation 4.18 pour intégrer sur la surface des électrodes.

### 4.4.2 Technique expérimentale de mesure de la tension non-locale

Pour pouvoir détecter une tension de l'ordre de quelques centaines de micro-volts, nous avons utilisé deux techniques :

1. L'utilisation d'un amplificateur différentiel intégré à l'analyseur de composants Agilent 4155C. Cette technique permet d'avoir une sensibilité de  $0.2\mu V$  avec une dynamique de  $200mV$
2. L'utilisation d'une détection synchrone avec une modulation en champ magnétique perpendiculaire. La sensibilité de cette technique de détection peut être meilleure mais elle nécessite une modulation du signal de transport dépendant du spin par la modulation du champ magnétique extérieur. Cette modulation est obtenue par l'utilisation d'un amplificateur de puissance bipolaire qui commande la bobine avec un courant alternatif.

La géométrie de notre dispositif n'étant pas optimisée pour les mesures non locales, il existe un courant non nul passant sous le détecteur. En effet, le contact de substrat est un anneau entourant le dispositif (représenté bleu en sur la figure 3.7b). Cela se traduit par une tension d'offset sur la mesure de tension entre le drain et le collecteur.

Lors de nos mesures, aucune dépendance en champ magnétique de la tension drain-collecteur n'a été observée (cf figure 4.11). Deux hypothèses sont envisagées : le signal ne dépend pas du champ magnétique perpendiculaire ou le signal n'est pas mesurable. La borne supérieure de la magnéto-tension est de  $10\mu V$ . En effet le bruit sur la tension d'offset est de  $10\mu V$ , et pourrait cacher la magnéto-tension. L'absence de magnéto-tension peut avoir différentes sources :

- L'injection de porteurs est peu polarisée, ce qui limite l'amplitude de la magnéto-tension.
- Le transport dans le silicium à température ambiante dépolarise les porteurs .
- Le canal de conduction n'est pas assez confiné et les distances parcourues par les électrons s'enfonçant profondément dans le substrat sont trop grandes devant la longueur de diffusion de spin.

Les principaux défauts de nos dispositifs viennent de leur conception pour fonctionner à température ambiante. En effet, toute mesure à basse température est impossible du fait du gel des dopants qui rend les dispositifs complètement isolants. De plus, l'absence de confinement des électrons dans une couche mince ne permet pas d'espérer des signaux d'une amplitude importante.

## 4.5 Mesures mixtes

Les mesures de magnéto-résistance planaire imposent le passage de la totalité du courant injecté dans le collecteur et a contrario aucun courant ne passe dans le détecteur lors d'une mesure

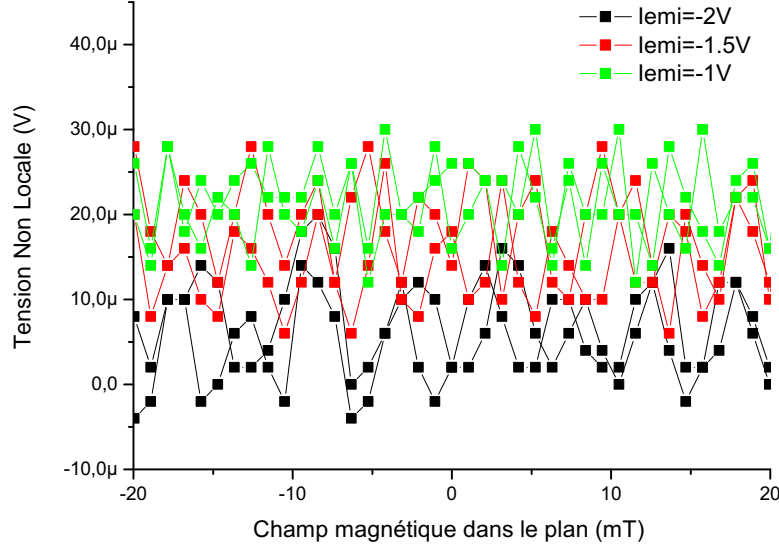


FIGURE 4.11: Mesures de tension non locale par effet Hanle ou de type spin-valve

non locale. En fait il faut pondérer ces affirmations ; en effet les fuites du dispositif de mesure et l'impédance d'entrée finie du micro-voltmètre introduisent des imperfections.

Les mesures mixtes combinent les mesures de magnéto-résistance et les mesures non locales.

Cette technique utilise quatre électrodes : deux électrodes ferromagnétiques (l'injecteur et le collecteur) et des électrodes non magnétiques (le substrat et le drain). Le rôle de l'injecteur est de créer un courant polarisé en spin dans le semi-conducteur. Le collecteur est polarisé de manière à récolter une partie du courant, et le reste est dirigé vers le drain. La tension substrat-drain est, quant à elle, utilisée pour diriger les porteurs polarisés de l'injecteur vers le collecteur ; elle contrôle donc le transport dans le silicium. Le drain permet de drainer les électrons de spin anti-parallèles au collecteur et éviter un temps de séjour trop long sous le collecteur (ce qui est équivalent à une résistance de collection trop grande). Ce schéma devrait donc permettre de contourner les problèmes de trop grande résistance des barrières tunnel rencontrés lors des mesures de magnéto-résistance locale. Il devrait aussi permettre de polariser les deux électrodes ferromagnétiques dans les meilleures conditions d'injection. La structure de bande du dispositif est présentée sur la figure 4.12.

Le fonctionnement de ce dispositif a été breveté par Safarov [18], l'expression phénoménologique de la variation du courant observable est reportée par l'équation 4.20. Le paramètre  $P$  représente la polarisation des électrons injectés,  $\alpha$  est la transmission du collecteur et  $\frac{\Delta\alpha}{\alpha}$  représente l'anisotropie



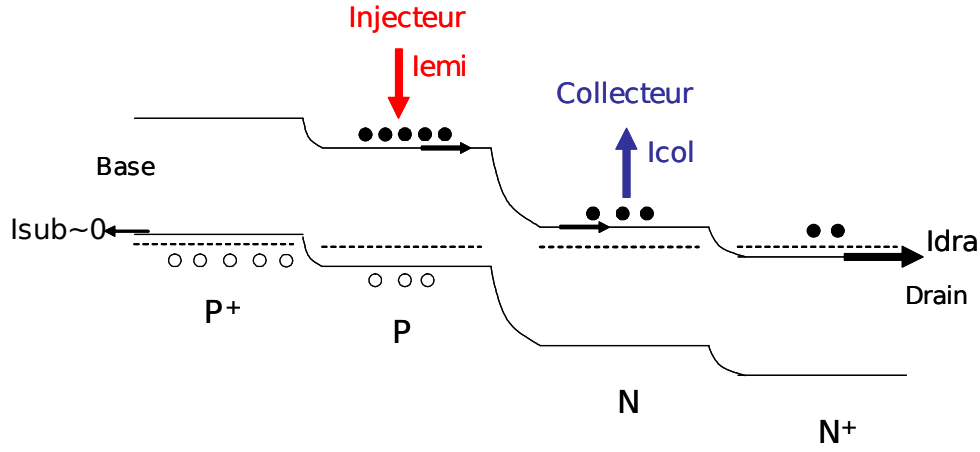


FIGURE 4.12: Structure de bande du dispositif à 4 électrodes

en spin (le paramètre  $\gamma$  de Fert et Jaffrès) et  $\beta$  la transmission du drain.

$$\frac{\Delta i}{i} = \frac{\Delta \alpha}{\alpha} \times P \times \frac{\beta}{\beta + \alpha} \quad (4.20)$$

Dans ce modèle phénoménologique, le rapport  $\beta/\alpha = 10$  permet d'obtenir un bon compromis entre le contraste entre les états P et AP et l'intensité mesurée sur le collecteur. Ce modèle ne prend pas en compte la disparition de l'accumulation de spin dans le semi-conducteur. Il se place en fait dans le cas de l'injection simple de l'article de Fert et Jaffrès, ce qui est raisonnable tant que le rapport  $\beta/\alpha$  est bien supérieur à l'unité. Pour prendre en compte la diffusion de spin dans ce modèle, il faudrait pouvoir estimer le temps de transit des électrons à trois dimensions entre l'émetteur et le collecteur. Pour cela il faut avoir recours à des modèles numériques hors de portée de cette étude. La seule condition nécessaire imposée par ce modèle (mais cette condition n'est pas suffisante) porte sur le temps de transfert entre l'émetteur et le collecteur qui doit être plus petit que le temps de diffusion de spin. Le plus grand chemin parcouru est de l'ordre de quelques microns si on prend en compte la nature tridimensionnelle de nos dispositifs. La seule estimation à température ambiante de la longueur de diffusion de spin dans le silicium est obtenue à partir des mesures de résonance paramagnétique électroniques de Lépine [13]. Ce qui nous amène à une longueur de diffusion de spin de  $5\mu m$  à température ambiante, finalement assez proche de la distance parcourue par les électrons. Si on prend en compte dans ce calcul la mobilité extraite depuis des mesures sur le transistor (cf chapitre 3) la longueur de diffusion de spin chute à  $0,7\mu m$ . Ce sont les électrons situés près de la surface du semi-conducteur qui sont concernés par cette baisse de la mobilité. Mais heureusement, ces électrons auront aussi la distance à parcourir la plus faible.

Il semble donc que, compte-tenu des incertitudes sur la mobilité, la distance parcourue par les électrons dans nos dispositifs se situe juste à la limite de la longueur de diffusion de spin.

### Mesures expérimentales

Le fonctionnement de ces dispositifs suppose qu’aucun phénomène de recombinaison n’ait lieu entre l’injection et la collection. Nous avons (cf chapitre 3) vu que seuls les dispositifs ayant subi un recuit curatif ont cette propriété. Le choix des dispositifs à tester sera donc basé sur trois critères :

- Un injecteur avec une bonne caractéristique tunnel
- Un canal avec un faible taux de recombinaison (ie. un courant inverse de diode PN substrat-drain le plus faible possible)
- Un collecteur avec une bonne caractéristique tunnel

L’étape suivante est le choix du point de fonctionnement, c’est à dire le choix des tensions des quatre électrodes. Par convention le substrat sera à la masse. Pour pouvoir injecter des électrons, l’émetteur doit être polarisé positivement et cette tension doit permettre l’injection d’un courant important sans dégrader la structure. Le collecteur doit être polarisé positivement par rapport au drain pour collecter les électrons. Et pour finir le drain doit être polarisé lui aussi positivement. Les conditions sur le courant sont donc un courant de drain et de collecteur positif et un courant d’émetteur négatif. Le courant de substrat doit être négligeable et le rapport  $I_{drain}/I_{coll} = 10$ . Pour mesurer ce point de fonctionnement, on fait varier de manière conjointe les tensions de collecteur et de drain en mesurant les courants dans chaque électrode.

Aucune dépendance en champ magnétique planaire ou perpendiculaire n’a été mesurée sur le courant de collecteur. Les variations mesurées sont uniquement temporelles. Le bruit mesuré est caractérisé par un spectre en  $1/f$  caractéristique des fluctuations de conductance de la barrière tunnel. A plus bas courant il est possible d’observer un bruit à deux niveaux caractéristique du piégeage et dé-piégeage d’électrons dans la barrière. Les facteurs pouvant supprimer le signal dépendant du spin sont :

- Une longueur de diffusion de spin trop faible à température ambiante
- La perte de l’information de spin par recombinaison électron-trou
- Un chemin parcouru par les électrons trop long à cause du manque de confinement du canal de conduction
- La perte de l’accumulation de spin dans le canal à cause de l’influence du collecteur

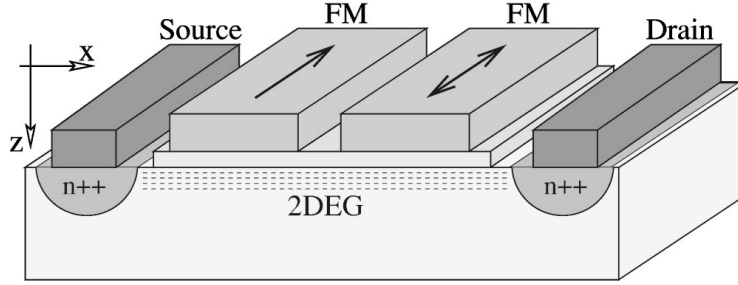


FIGURE 4.13: Proposition de Ciuti et al. pour un transistor à grille ferromagnétique[14]

## 4.6 Effets de proximité dans les transistor à grilles ferromagnétiques

Les effets de proximité entre les gaz bidimensionnels dans les semi-conducteurs et les métaux ferromagnétiques sont l'équivalent des effets de proximité entre un métal supraconducteur et un métal normal. Ces effets ont été mesurés dans des hétérostructures Fe/InAs [3] et expliqués théoriquement par Ciuti et al. [2]. L'utilisation de ces effets de proximité est aussi envisageable entre un ferromagnétique et les électrons confinés dans la zone d'inversion d'une structure FMIS.

### 4.6.1 Théorie des effets de proximité dans les transistors

Pour détecter cet effet McGuire et al. [14] proposent d'utiliser le gaz bidimensionnel présent dans un transistor MOS à grille ferromagnétique. Pour obtenir un effet dépendant du spin, il est proposé la structure de la figure 4.13 avec deux grilles magnétiquement indépendantes. Lorsque l'aimantation de ces deux grilles est parallèle, la conductance est maximale et celle-ci devient plus faible lorsque les aimantations sont en configuration anti-parallèle. La variation de signal est donnée par la formule 4.21 où  $\sigma_{+(-)}$  représente la conductance du canal pour une direction de spin des électrons parallèle (resp. anti-parallèle) à l'aimantation de la grille et  $\alpha_{+(-)}$  la probabilité de tunnel d'un électron vers la grille.

$$R = \left( \frac{\sigma_+ (1 - \alpha_+) - \sigma_- (1 - \alpha_-)}{\sigma_+ (1 - \alpha_+) + \sigma_- (1 - \alpha_-)} \right)^2 \quad (4.21)$$

Voyons maintenant les conditions pratiques pour la réalisation d'un tel dispositif.

La première condition est celle de la réalisation d'un transistor fonctionnel à grille ferromagnétique. Nous avons montré dans la partie 3.6 que les transistors à grille ferromagnétique étaient fonctionnels électriquement.

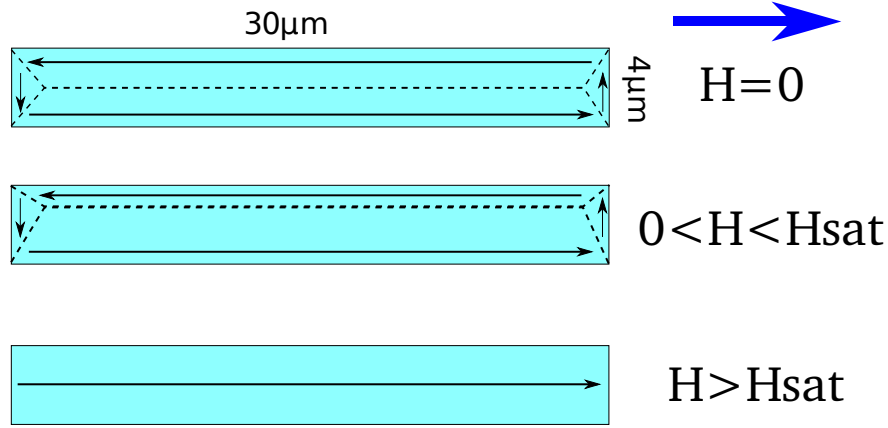


FIGURE 4.14: Configurations magnétiques de l'électrode de grille des transistors

La seconde condition est la réalisation de deux électrodes magnétiquement découplées présentant à la fois un état parallèle et anti-parallèle. La taille des éléments magnétiques utilisés ici ( $4\mu m \times 30\mu m$ ) induit naturellement ce comportement[6]. Les différentes configurations magnétiques possibles en champ extérieur croissant sont représentées sur la figure 4.14.

En effet, à champ nul une électrode magnétique de cette taille est dans une configuration multidomaine d'aimantation globale nulle, ce qui est équivalent à la configuration AP évoqué plus tôt. Si on applique le champ magnétique selon l'axe  $y$  nécessaire pour saturer l'aimantation de la grille, alors la configuration magnétique devient mono-domaine. Dans l'état parallèle (à rémanence), il peut subsister des domaines de fermeture d'aimantation à  $90^\circ$ , mais leur proportion est faible grâce au rapport d'aspect important (7,5) de la grille. Il est possible de diminuer encore cette surface en utilisant un matériau à anisotropie uniaxiale selon le grand axe de la grille ( $y$ ). On s'attend donc à une conductance du transistor qui augmente avec le champ magnétique.

La dernière condition est que le transport ait lieu majoritairement par les états confinés. En effet, la théorie évoquée précédemment est développée pour les électrons confinés à la surface. Le confinement est d'autant plus important que la couche d'inversion est fine. Cela impose donc de travailler à basse tension de grille ( $V_g \cong V_t$ ) pour éviter de créer une zone d'inversion trop large.

#### 4.6.2 Étude expérimentale

Deux approches expérimentales sont possibles : soit en appliquant un champ magnétique dans le plan pour passer d'un état AP à un état P de l'aimantation de la grille, soit en appliquant un champ magnétique perpendiculaire au plan pour supprimer la polarisation des électrons par effet Hanle. Dans les deux cas, il doit être possible d'observer la décroissance de la conductance avec le

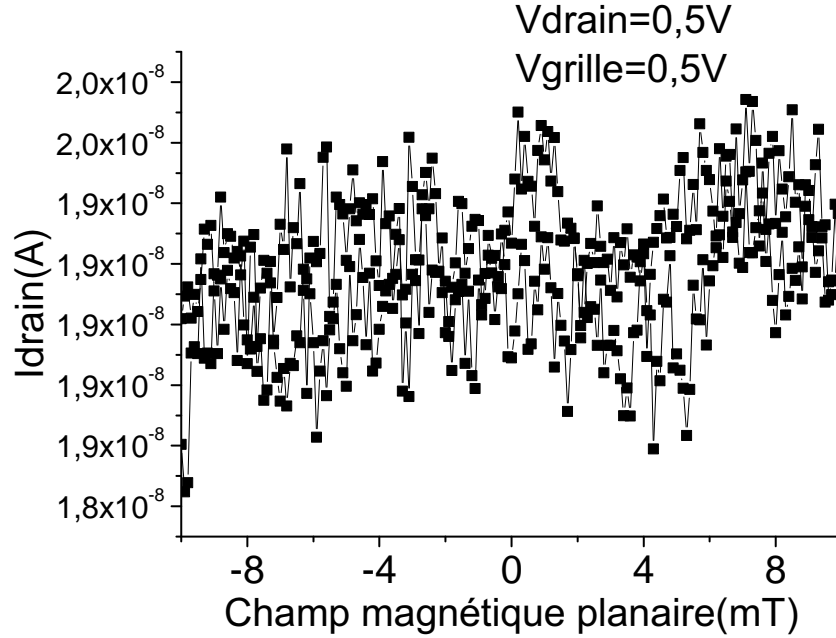


FIGURE 4.15: Courant de source en fonction du champ magnétique planaire

champ magnétique.

Sur la figure 4.15, il n'est pas possible de distinguer un effet du champ magnétique sur le courant passant dans le transistor.

## 4.7 Conclusion et perspectives

Nous avons présenté ici différentes méthodes pour tenter de détecter des effets dépendants du spin dans nos échantillons, puis nous avons examiné les diverses raisons pouvant expliquer l'absence de signal mesurable. Les deux principaux défauts sont l'absence de confinement vertical de nos structures et la mauvaise adaptation entre la résistance du canal et la résistance des jonctions FMIS. De plus, peu de mesures ont été effectuées à basse température, faute de dispositif expérimental et de banc de mesure adapté aux très grandes résistances à mesurer. Des mesures à basse température permettraient d'avoir une longueur de diffusion de spin plus grande et de réduire le bruit thermique. Pour cela, nous avons mis en place un banc de magnéto-transport à l'azote liquide détaillé en annexe.

## 4.8 Bibliographie

- [1] Ian Appelbaum, Biqin Huang, and Douwe J. Monsma. Electronic measurement and control of spin transport in silicon. *Nature*, 447(7142) :295–298, May 2007.
- [2] C. Ciuti, J. P. McGuire, and L. J. Sham. Spin polarization of semiconductor carriers by reflection off a ferromagnet. *Phys. Rev. Lett.*, 89(15) :156601, Sep 2002.
- [3] R. J. Epstein, I. Malajovich, R. K. Kawakami, Y. Chye, M. Hanson, P. M. Petroff, A. C. Gos-sard, and D. D. Awschalom. Spontaneous spin coherence in n-gaas produced by ferromagnetic proximity polarization. *Phys. Rev. B*, 65(12) :121202, Mar 2002.
- [4] A. Fert, J.-M. George, H. Jaffres, and R. Mattana. Semiconductors between spin-polarized sources and drains. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 54(5) :921–932, 2007.
- [5] A. T. Filip, B. H. Hoving, F. J. Jedema, B. J. van Wees, B. Dutta, and S. Borghs. Experimental search for the electrical spin injection in a semiconductor. *Phys. Rev. B*, 62(15) :9996–9999, Oct 2000.
- [6] A. Hirohata, H.T. Leung, Y.B. Xu, C.C. Yao, W.Y. Lee, J.A.C. Bland, and S.N. Holmes. Magnetic domain evolution in permalloy mesoscopic dots. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 35(5) :3886–3888, Sep 1999.
- [7] Biqin Huang, Douwe J. Monsma, and Ian Appelbaum. Coherent spin transport through an entire silicon wafer. *ArXiv e-prints*, 2007.
- [8] H. Jaffres and A. Fert. Spin injection from a ferromagnetic metal into a semiconductor. *Journal of Applied Physics*, 91(10) :8111–13, 2002.
- [9] F. J. Jedema, A. T. Filip, and B. J. van Wees. Electrical spin injection and accumulation at room temperature in an all-metal mesoscopic spin valve. *Nature*, 410(6826) :345–348, March 2001.
- [10] Mark Johnson and R. H. Silsbee. Interfacial charge-spin coupling : Injection and detection of spin magnetization in metals. *Phys. Rev. Lett.*, 55(17) :1790–1793, Oct 1985.
- [11] X. Lou, C. Adelmann, M. Furis, S. A. Crooker, C. J. Palmstrom, and P. A. Crowell. Electrical detection of spin accumulation at a ferromagnet-semiconductor interface. *Phys. Rev. Lett.*, 96(17) :176603–4, May 2006.

- [12] Xiaohua Lou, Christoph Adelmann, Scott A. Crooker, Eric S. Garlid, Jianjie Zhang, K. S. Madhukar Reddy, Soren D. Flexner, Chris J. Palmstrom, and Paul A. Crowell. Electrical detection of spin transport in lateral ferromagnet-semiconductor devices. *Nat Phys*, 3(3) :197–202, March 2007.
- [13] Daniel J. Lépine. Spin resonance of localized and delocalized electrons in phosphorus-doped silicon between 20 and 30 °k. *Phy. Rev. B*, 2 :2429, 1970.
- [14] J. P. McGuire, C. Ciuti, and L. J. Sham. Theory of spin transport induced by ferromagnetic proximity on a two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. B*, 69(11) :115339–, March 2004.
- [15] V. F. Motsnyi, J. De Boeck, J. Das, W. Van Roy, G. Borghs, E. Goovaerts, and V. I. Safarov. Electrical spin injection in a ferromagnet/tunnel barrier/semiconductor heterostructure. *Appl. Phys. Lett.*, 81(2) :265–267, July 2002.
- [16] M. B. Prince. Drift mobilities in semiconductors. ii. silicon. *Phys. Rev.*, 93(6) :1204–, March 1954.
- [17] E. I. Rashba. Theory of electrical spin injection : Tunnel contacts as a solution of the conductivity mismatch problem. *Phys. Rev. B*, 62(24) :R16267–R16270, December 2000.
- [18] V. I. Safarov. Patent fr2849526, 2004.
- [19] G. Schmidt, D. Ferrand, L.-W. Molenkamp, A.-T. Filip, and B.-J. van Wees. Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor. *Physical Review B Condensed Matter*, 62(8) :R4790–3, 2000.
- [20] J. Stephens, J. Berezovsky, J. P. McGuire, L. J. Sham, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom. Spin accumulation in forward-biased mnas/gaas schottky diodes. *Phys. Rev. Lett.*, 93(9) :097602–, August 2004.
- [21] P. Van Dorpe, V. F. Motsnyi, M. Nijboer, E. Goovaerts, V. I. Safarov, J. Das, W. Van Roy, G. Borghs, and J. De Boeck. Highly efficient room temperature spin injection in a metal-insulator-semiconductor light emitting diode. 42 :502, 2003.
- [22] O. M. J. van 't Erve, A. T. Hanbicki, M. Holub, C. H. Li, C. Awo-Affouda, P. E. Thompson, and B. T. Jonker. Electrical injection and detection of spin-polarized carriers in silicon in a lateral transport geometry. *Appl. Phys. Lett.*, 91(21) :212109–3, November 2007.

- [23] Z. G. Yu and M. E. Flatté. Electric-field dependent spin diffusion and spin injection into semiconductors. *Phys. Rev. B*, 66(20) :201202–, November 2002.



# Chapitre 5

## Optimisation technologique de l'intégration de ferromagnétique sur silicium

Dans ce chapitre, nous exposerons les différentes voies technologiques explorées afin d'optimiser l'intégration de matériaux ferromagnétiques sur silicium. Dans un premier temps, nous étudierons le problème de la diffusion des impuretés métalliques dans le silicium et leur caractérisation par spectroscopie de masse d'ions secondaires. Dans un second temps, nous examinerons l'intégration d'un nouveau matériau diélectrique sur silicium : l'oxyde de magnésium. Pour finir, nous proposerons des solutions technologiques pour réaliser des structures de type « vanne de spin » en utilisant des substrats de silicium sur isolant.

### 5.1 Etude physico-chimique de la contamination des barrières tunnel par les ferromagnétiques

La contamination des dispositifs spintroniques sur semi-conducteurs est cruciale à plusieurs titres :

1. La contamination des semi-conducteurs par des éléments métallique issus de l'électrode ferromagnétique est un facteur limitant la longueur de cohérence de spin. Les mécanismes de dé-polarisation sont dûs principalement à l'interaction du spin des électrons

de conduction avec le moment magnétique des contaminants.

2. Les impuretés de métaux de transition diminuent fortement la durée de vie des porteurs, car ces impuretés créent des états dans le gap qui favorisent la recombinaison électron-trou. Cela impose en premier lieu une borne supérieure au temps de vie de spin, car lors de la recombinaison avec des trous non polarisés l'information de spin est perdue. De plus, le temps de vie des porteurs conditionne les propriétés de transport électronique classique.

Dans cette partie nous tenterons de cerner les effets possibles de la contamination dans nos dispositifs, puis nous explorerons les possibilités de caractérisation de la contamination par spectroscopie d'ions secondaires à temps de vol.

### 5.1.1 Effet de la contamination ferromagnétique dans le silicium

Différentes sources de contamination existent dans les dispositifs micro-électroniques. Elles peuvent être liées au processus de fabrication (contamination par les machines), à l'environnement (contamination organique volatile) ou au dispositif lui-même (diffusion interne entre les différentes parties du dispositif). Nous nous intéressons ici uniquement au dernier type de contamination.

Dans les dispositifs spintroniques à base de semi-conducteur, l'utilisation de matériaux ferromagnétiques expose le semi-conducteur à la contamination. Dans notre cas, les métaux ferromagnétiques peuvent diffuser vers le silicium à travers la barrière tunnel. Une fois présents dans le silicium, l'influence des différentes impuretés ferromagnétiques est différente selon leur nature.

#### Le fer

Le fer se présente dans le silicium soit sous forme interstitielle, soit sous forme de précipités de FeSi, soit sous forme de paires Fer-Bore. Le fer interstitiel a une grande efficacité de recombinaison, mais il se transforme facilement en paire FeB à température ambiante si la concentration de bore est supérieure à  $10^{15} \text{cm}^{-3}$ . Dans notre cas, c'est donc majoritairement du FeB qui devrait être présent dans nos échantillons et celui-ci est heureusement moins efficace comme centre recombinant.

## **Le nickel et le cobalt**

Le nickel étant un diffuseur rapide, il précipite facilement après une trempe en formant des siliciures. Ces précipités se concentrent aux interfaces et aux joints de grains. L'efficacité du nickel comme centre de recombinaison est plus faible que celle du fer (d'un facteur 10). D'autre part, l'efficacité de recombinaison du nickel interstitiel est plus importante dans les substrats dopés n. Dans notre cas, seule la région entre le collecteur et le drain est de ce type. Le cobalt a un comportement similaire au nickel et peut, comme le fer, former des paires CoB. L'efficacité de recombinaison du cobalt est comparable à celle du nickel[11].

## **Effets sur les caractéristiques électriques**

C'est surtout l'effet de la contamination en fer et nickel de la surface du silicium qui a été étudiée [12, 6]. Si du fer ou du nickel est présent à la surface du substrat avant la croissance de l'oxyde, celui-ci sera incorporé dans la barrière et formera des précipités à l'interface. Les principaux effets de ces contaminants sont :

- La diminution de la hauteur de barrière de potentiel de l'interface Si/SiO<sub>2</sub>,
- L'augmentation de la rugosité de l'interface Si/SiO<sub>2</sub>,
- L'augmentation du courant tunnel à travers la structure,
- La diminution de la tension de claquage,
- L'augmentation de la densité de défauts d'interface,
- L'augmentation du taux de génération thermique des porteurs en surface,
- La diminution de la durée de vie des porteurs en volume.

Dans notre cas la contamination provient du métal ferromagnétique (Fe, Ni et/ou Co) déposé au dessus de l'oxyde. Si l'on admet que le métal diffuse à travers l'oxyde (silice ou alumine), les effets doivent être comparables quel que soit le type de barrière. En revanche, on s'attend à une activité des défauts très forte dans la barrière où leur concentration doit être la plus importante .

### **5.1.2 Diffusion des métaux dans les oxydes**

La diffusion des métaux dans les oxydes a été étudié majoritairement à haute température. Du fait de la dépendance exponentielle du coefficient de diffusion en fonction de la température, la contribution majoritaire à la diffusion a lieu lors du recuit à la plus haute

température. Dans le cas de nos échantillons, le maximum est atteint lors du recuit « Forming Gaz » ou recuit curatif sous  $N_2H_2$  de 15 minutes à 425°C.

La diffusion du fer dans la silice a été étudiée du fait de l'impact de ce contaminant sur la durée de vie des porteurs dans le silicium qui est indispensable au bon fonctionnement des dispositifs microélectroniques. Istrailov [7] rapporte un coefficient de diffusion  $D(Fe) = 2.2 \times 10^{-2} \times e^{-3.05eV/k_BT}.cm^2.s^{-1}$  et Atkinson [1] de  $D(Fe) = 6 \times 10^{-3} \times e^{-3eV/k_BT}.cm^2.s^{-1}$ . Cela correspond, pour la technologie que nous utilisons, à une longueur de diffusion de 0,04Å à 0,05Å. Après diffusion à travers la barrière, la solubilité du fer dans la silice étant plus faible que dans le silicium, les atomes peuvent soit diffuser dans le volume du silicium, soit précipiter à l'interface. Ce comportement a été étudié à haute température (750°C et 900°C) par Kitano [9] et fait apparaître la précipitation du fer à l'interface  $Si/SiO_2$ . Si le fer diffuse à travers la barrière, il est donc probable qu'il forme des précipités à l'interface.

Mayer[10] a montré que la diffusion du nickel à travers un oxyde de silice ultra-mince (5Å) n'est active qu'à partir de 400°C. Une autre étude [5] réalisée par traceurs radioactifs reporte une loi de diffusion  $D(Ni) = 2.2 \times 10^{-9} \times e^{-1.6eV/k_BT}.cm^2.s^{-1}$ , mais cette étude utilise des films épais de silice obtenus par CVD. Ce type de film est généralement de moins bonne qualité que les oxydes thermiques. Le même type d'étude a été réalisé dans le cas du cobalt par Fedorovich [3].

Après diffusion à travers 2nm de silice, nous calculons la concentration de contaminant à l'interface  $Si/SiO_2$  par la formule<sup>1</sup> :  $N(l, t) = N_0 * Erfc(l/2\sqrt{Dt})$ . Les longueurs de diffusion, les coefficients de diffusion maximum à 425°C et la concentration de métal diffusé à l'interface sont récapitulés dans le tableau 5.1. La concentration de contaminants dans le silicium est de l'ordre de  $\approx 10^{15}at.cm^{-3}$  au maximum. Dans le cas de nos dispositifs de test, le recuit curatif a été réalisé avant le dépôt du métal pour en limiter les effets. On s'attend donc à des concentrations de contaminants dans nos échantillons inférieures à ces valeurs ( $\approx 10^{15}at.cm^{-3}$ ).

### 5.1.3 Méthode expérimentale de TOF-SIMS

Pour réaliser des mesures physiques de contamination du silicium par des métaux ferromagnétiques, nous avons mesuré les profils de concentration des différents contaminants dans un empilement ferromagnétique/diélectrique/silicium. Ces mesures ont été réalisées par

---

1. Erf est la fonction d'erreur de Gauss complémentaire :  $Erfc(z) = 1 - Erf(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^\infty e^{-\zeta^2} d\zeta$

Elément	D @ 425°C	$L_{diff}$ (nm)	$C_{si}$
Fe[7]	$1,6 \times 10^{-28} m^2.s^{-1}$	0,004	$\approx 10^{15} at.cm^{-3}$
Fe[1]	$2,6 \times 10^{-28} m^2.s^{-1}$	0,006	$\approx 10^{15} at.cm^{-3}$
Ni[10]	$6,9 \times 10^{-25} m^2.s^{-1}$	0,03	$\approx 6.10^{15} at.cm^{-3}$
Co [3]	$4,6 \times 10^{-25} m^2.s^{-1}$	0,02	$\approx 8.10^{15} at.cm^{-3}$

TABLE 5.1: Longueurs de diffusion thermique des métaux ferromagnétiques dans la silice lors du recuit « forming gaz » et estimation de la concentration de contaminants dans le silicium pour une barrière de silice de 2 nm.

spectrométrie d'ions secondaires à temps de vol TOF-SIMS.

## Principe du TOF-SIMS

La spectrométrie d'ions secondaires analyse les ions émis lors du bombardement de la surface par un faisceau d'ions gallium ( $Ga^+$ ). L'analyse par temps de vol utilise la dépendance en masse du temps de vol des ions pulvérisés lors de leur dérive dans une colonne d'analyse. Pour réaliser un profil de concentration, un second canon à ions argon  $Ar^+$  est utilisé pour abraser la surface de l'échantillon. En alternant abrasion et analyse, nous obtenons une série de spectres de masse pour différentes profondeurs. Chaque pic de ces spectres est indexé et correspond à un élément chimique, deux bornes en masse sont ensuite choisies de part et d'autre du pic. En intégrant chaque spectre (en nombre de coups) entre ces deux bornes, nous obtenons pour chaque élément identifié un nombre de coups total caractéristique de la couche analysée.

En plus de l'analyse en profondeur, le faisceau d'analyse balaie le fond du cratère : il est donc aussi possible d'observer la répartition surfacique des contaminants pour chaque couche analysée. Pour réaliser un profil en profondeur avec une plus grande sensibilité, le signal mesuré est intégré sur toute la surface du cratère.

## Analyse quantitative

Pour obtenir des analyses quantitatives, la chaîne de détection ainsi que l'efficacité d'extraction des différents ions depuis le silicium doivent être calibrés. Les profils sont tout d'abord normalisés par le signal de l'élément le plus abondant pour calibrer la puissance de la source d'ions gallium. Cette normalisation doit être faite dans notre cas sur le silicium, car

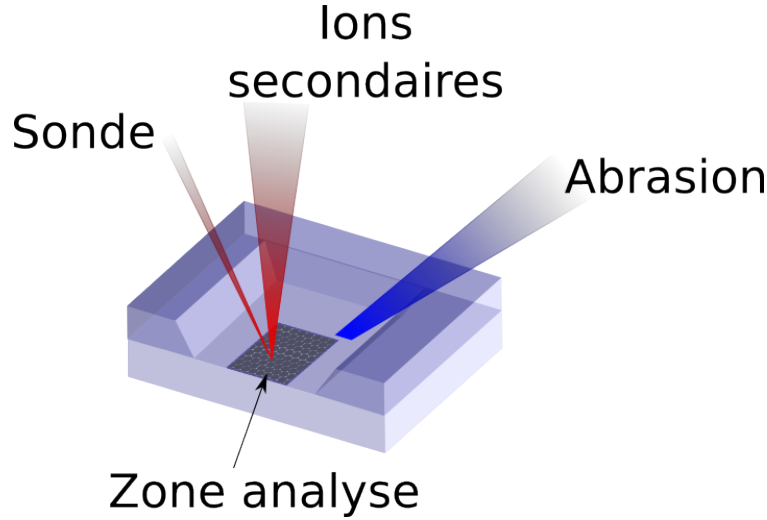


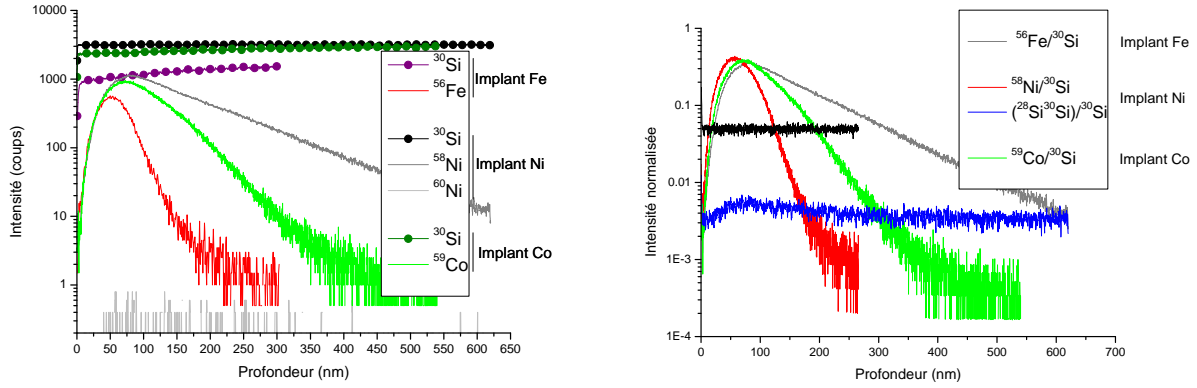
FIGURE 5.1: Principe de fonctionnement du TOF-SIMS : le faisceau d'abrasion (en bleu) creuse un cratère, puis le faisceau d'analyse (en rouge) balaie le fond du cratère et réalise un spectre d'ions secondaires en chaque point.. La fenêtre d'abrasion est un carré de  $250 \times 250 \mu m$  de côté et la zone d'analyse est également un carré de  $90 \times 90 \mu m$ .

c'est la matrice de notre échantillon. Mais pour éviter la saturation du détecteur, l'isotope  $^{30}Si$ , moins abondant, sert de référence à la normalisation. Ces profils normalisés sont ensuite calibrés par le facteur de sensibilité relatif (RSF) pour chaque élément à quantifier.

Les profils de l'élément à analyser sont donc traités selon l'équation 5.1 pour obtenir la concentration en élément ferromagnétique dans le silicium en prenant soin de diviser par l'abondance isotopique naturelle de l'échantillon considéré pour connaître la concentration totale de cet élément.

$$C(atm.cm^{-3}) = RSF(atm.cm^{-3}) * \frac{I(ferromagnet)}{I(Si^{30})} * \frac{1}{Abondance\ Isotopique} \quad (5.1)$$

Pour déterminer le RSF des métaux de transition dans le silicium, des échantillons témoins ont été réalisés par implantation ionique de fer, nickel ou cobalt dans du silicium. Les profils mesurés pour les échantillons témoins sont représentés sur la figure 5.2. Pour chaque échantillon, l'intensité brute de l'élément implanté ainsi que l'intensité du silicium sont représentés (figure 5.2-a). Puis chaque signal de contaminant est normalisé en fonction du signal du  $Si^{30}$  (figure 5.2-b).



(a) Profil d'intensité des trois échantillons implantés (b) Profils d'intensité des éléments implantés normalisés par le signal du silicium

FIGURE 5.2

Pour l'échantillon de nickel, un seul isotope ( $^{58}\text{Ni}$ ) a été implanté, et la contamination du silicium n'est pas mesurable pour l'isotope  $^{60}\text{Ni}$ . Le RSF est obtenu en intégrant ces profils sur toute la profondeur analysée et en divisant par la dose d'éléments ferromagnétiques implantée. L'implantation a été réalisée à 50keV avec une dose surfacique de  $1 \times 10^{15} \text{at.cm}^{-2}$  sur des wafers de 200 mm. En mesurant la concentration du fer, du nickel et du cobalt dans les échantillons non implantés, nous pouvons donner des limites basses pour la contamination initiale par ces éléments. Cette valeur est quantitative uniquement si le nombre de coups est supérieur à l'unité. Les facteurs de sensibilité relative sont reportés dans le tableau 5.2.

Nous constatons sur la figure 5.2-b que le composé  $^{28}\text{Si}^{30}\text{Si}$  a une intensité normalisée qui n'est pas constante. Ce composé est un cluster de deux atomes de silicium pulvérisés simultanément avec un atome de  $^{28}\text{Si}$  et un atome de  $^{30}\text{Si}$ . L'augmentation du signal composé  $^{28}\text{Si}^{30}\text{Si}$  conjointe à celle du  $^{58}\text{Ni}$  est la trace d'une interférence entre ces deux signaux car la masse du  $^{58}\text{Ni}$  est proche de la masse du composé  $^{28}\text{Si}^{30}\text{Si}$ . Cette interférence est illustrée sur la figure 5.3. Etant donnée la faible séparation en masse des deux pics ( $\Delta M/M = 1.2510^{-4}$ ), il est inévitable de confondre les deux éléments. Il faudra donc comparer la mesure de l'intensité de  $^{58}\text{Ni}$  avec celle de  $^{60}\text{Ni}$ , moins sujette à interférences.

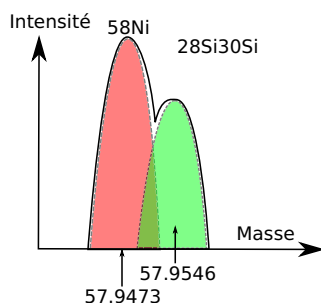


FIGURE 5.3: Effet des interférences entre métaux et composés du silicium

élément implanté	$RSF(atm.cm^{-3})$
Fe	$9.6 \times 10^{21}$
Ni	$5.3 \times 10^{21}$
Co	$7.9 \times 10^{21}$

TABLE 5.2: Facteur de sensibilité relative déterminé grâce aux implants (RSF)

### Calibrage en profondeur

Pour obtenir un profil de concentration en fonction de la profondeur, il faut aussi calibrer la vitesse de gravure de chaque couche de l'échantillon. Pour simplifier, nous avons fait l'hypothèse d'une seule vitesse de gravure. Cette hypothèse est valable si l'une des couches analysées est très épaisse comparée aux autres, et si les vitesses d'abrasion des différentes couches sont semblables. La profondeur totale du cratère est mesurée à l'aide d'un profilomètre mécanique puis divisée par le temps total d'abrasion. La vitesse moyenne d'abrasion ainsi déterminée permet de calibrer l'axe des ordonnées du profil de concentration. Cette méthode permet de comparer les profils mais elle n'est pas valable quantitativement, surtout dans les premières couches car la vitesse d'abrasion mesurée est une moyenne sur toute la profondeur et peut être différente dans les premières couches de métal et d'oxyde.

#### 5.1.4 Limitations de la mesure par TOF-SIMS

Les principaux défauts des mesures de TOF-SIMS utilisées ici concernent la rugosité induite et le mélange local. Ces problèmes sont étudiés en détail dans la littérature [8, 2, 4]. D'autres effets peuvent aussi apparaître localement tels que le transfert de rugosité ou la variation du taux de pulvérisation aux interfaces.



1. Le transfert de rugosité : l'effet de transfert de rugosité se produit lors de l'abrasion des différentes couches. La rugosité de la couche supérieure doit a priori se propager tout au long de la gravure. La résolution en profondeur est donc limitée par la somme des rugosités des couches déjà traversées. Ce phénomène est décrit schématiquement sur la figure 5.4. La rugosité diminue la résolution en profondeur de l'analyse et mélange les signaux des différentes couches à l'interface. Cet effet est d'autant plus marqué que les concentrations varient brusquement.
2. La rugosité induite par l'abrasion : la rugosité du fond du cratère peut évoluer en fonction de la profondeur. Ce phénomène peut être attribué à la sélectivité de la gravure selon les différentes facettes cristallines et à la dissymétrie du dispositif de gravure (le canon à ions est focalisé et balaye le fond du cratère, ce qui peut créer une structure avec des ondulations perpendiculaires à l'axe de balayage du canon) ou encore à un problème de focalisation du faisceau d'ions [2].
3. L'effet de mixage collisionnel (ou mélange local) par les ions incidents : lors de l'abrasion (et aussi de l'analyse mais en quantité plus faible), les ions incidents amorphisent la surface et mélangent localement les espèces sur une profondeur d'environ 10 nm. Il s'ensuit un transport des espèces des couches supérieures vers les couches inférieures[4].
4. La variation du taux de pulvérisation aux interfaces est due à des effets chimiques lors de l'abrasion et de l'analyse. Cela se traduit par une augmentation (ou une diminution) du signal d'un élément au voisinage des interfaces. Les concentrations calculées au voisinage des interfaces ne sont donc pas quantitatives.

### 5.1.5 Échantillons intégrés et résultats

#### Présentation des échantillons

Les échantillons étudiés dans cette partie sont de deux types différents : les premiers ont subi le procédé complet de fabrication incluant la lithographie et les reprises de contacts, alors que les seconds ont été réalisés sur des pleines tranches de silicium.

Le premier type d'échantillon a donc subi le budget thermique complet du procédé de fabrication. Ce procédé est détaillé dans l'annexe. Cependant, en raison de la présence des couches de métallisation supérieures, une préparation spécifique de ces échantillons a été nécessaire. Dans les trous de contact, l'empilement en fin de fabrication est le suivant :

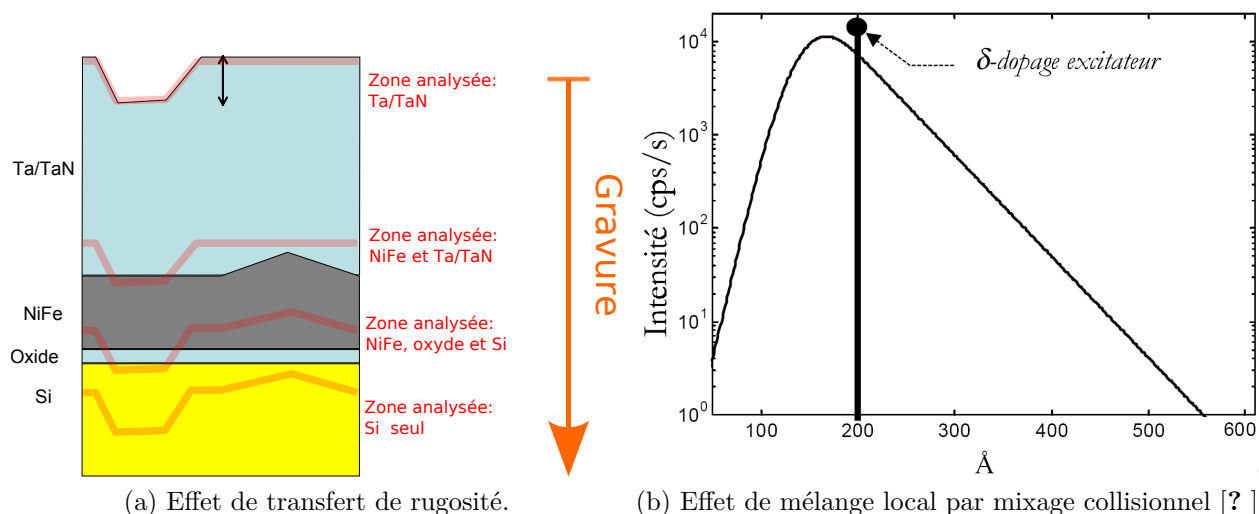


FIGURE 5.4: Effets limitants la résolution en profondeur des mesure de TOF-SIMS

*Si/isolant/NiFe(10nm)/TaN/TiN/Cu/Al*. Une gravure chimique permet de retirer les couches les plus épaisses d'aluminium, de cuivre et de nitrure de titane. L'empilement analysé par TOF-SIMS est donc *Si/isolant/NiFe(10nm)/TaN(20nm)*.

Les deux échantillons analysés ont deux isolants différents. Le premier échantillon est constitué d'une couche de silice de  $2\text{nm}$  obtenue par croissance dans un four à  $800^\circ\text{C}$  sous  $\text{O}_2$ . Le second échantillon utilise une bi-couche composée d'une couche de  $0.8\text{nm}$  de silice obtenue par voie chimique sur laquelle une couche d'alumine de  $1.5\text{nm}$  est déposée par ALD.

La calibration en profondeur a été faite en mesurant la profondeur totale du cratère et en supposant une vitesse constante. Or les vitesses d'abrasion du nitrure de tantale et du NiFe sont bien plus faibles que celle du silicium ; c'est pourquoi, sur les graphes, les profondeurs sont quantitatives uniquement dans le silicium.

## Résultats bruts pour la bi-couche silice-alumine

Sur le profil d'intensité de la figure 5.5, on distingue trois régions :

La première est caractéristique de la couche de *TaN* (son signal n'est pas représenté ici). Puis les signaux des ferromagnétiques augmentent beaucoup, c'est la marque de la seconde couche de *FeNi*. On note les deux sur-intensités pour ces éléments aux deux extrémités de cette couche. C'est un effet d'interface non significatif lié à la modification des taux

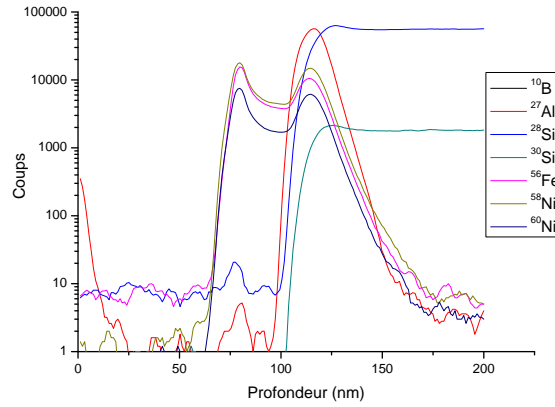


FIGURE 5.5: Profils d'intensité en profondeur de l'échantillon à base d'alumine

Échantillon	Avant abrasion		Après abrasion	
	RMS(nm)	Rmax(nm)	RMS(nm)	Rmax(nm)
$TaN/NiFe/SiO_2$	0.7	20	6.2	50
$TaN/NiFe/Al_2O_3/SiO_2$	0.8	22	3.7	37

TABLE 5.3: Comparaison entre les rugosités avant et après abrasion.

de pulvérisation. Finalement, l'augmentation très importante du signal du silicium est la signature du substrat. C'est dans cette troisième zone que nous allons effectuer des analyses quantitatives.

L'importance de l'extension spatiale du pic correspondant à la couche d'alumine (rouge) sur plus de 50nm alors que son épaisseur réelle est de 2nm met en lumière un problème de résolution en profondeur, qui peut être attribué soit à un effet de mélange local, soit à un effet de rugosité induite.

Pour étudier cela, nous avons réalisé des images AFM avant et après abrasion des deux échantillons. En comparant les deux images de la figure 5.6, on peut remarquer une variation sensible de la rugosité de la surface. Ce type de modification est caractéristique de l'augmentation de la rugosité par le faisceau d'ions d'abrasion.

Les rugosités mesurées sont reportées dans le tableau 5.3. La rugosité RMS augmente entre le début et la fin de l'abrasion. La valeur de rugosité crête à crête (Rmax) augmente aussi beaucoup.

Pour la suite de l'étude de la contamination, il faut garder à l'esprit que deux effets

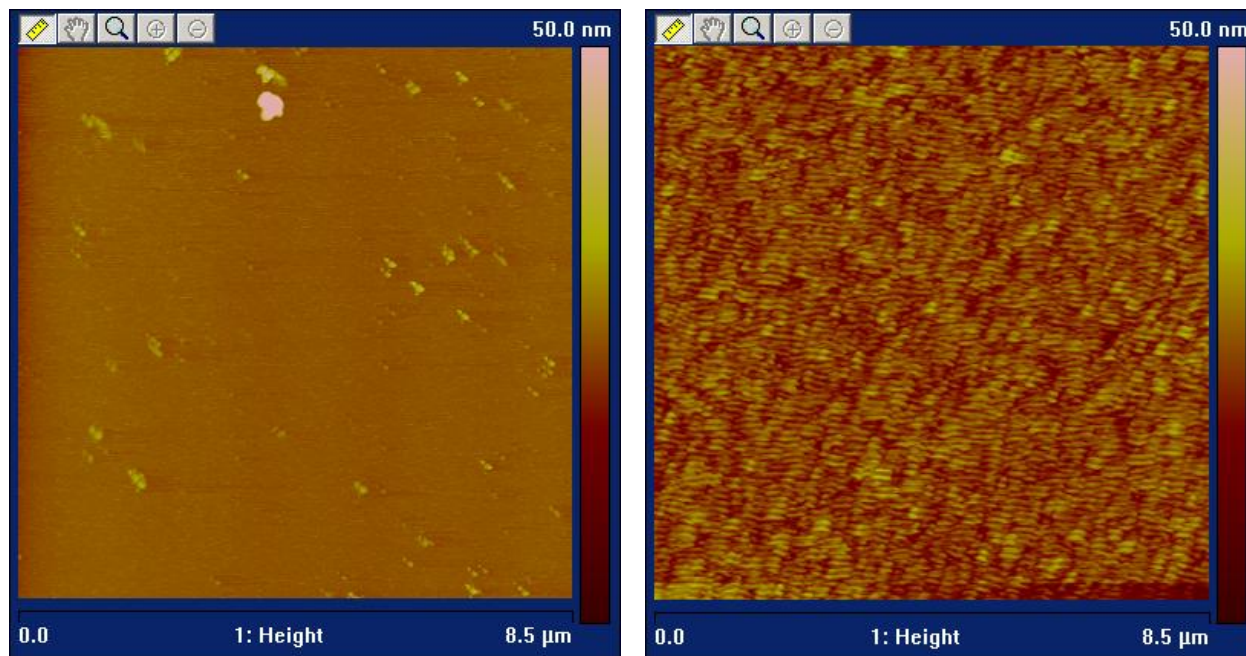


FIGURE 5.6: Images AFM avant (gauche) et après abrasion (droite) de l'échantillon à barrière d'alumine.

limitent la résolution en profondeur et créent des artefacts de mesure : la rugosité induite par la gravure et l'effet de mélange local.

### Résultats bruts pour la barrière de silice

L'échantillon à barrière de silice présente une non-uniformité des couches dans la zone d'analyse. Cette non-uniformité a été mise en lumière en analysant l'image spatiale du nombre d'ions nickel dans le silicium.

Sur l'image du cratère, présentée sur la figure 5.7, on remarque deux zones (indexées B et C sur le schéma correspondant) où le nombre d'ions total n'est pas uniforme. Si l'échantillon était plan et uniforme, le nombre d'ions total devrait être uniforme lui aussi dans toute la zone d'analyse. Pour comprendre les différences entre ces deux zones, nous avons réalisé des profils localisés sur chacune de ces zones particulières. Ces profils, présentés sur la figure 5.8, montrent deux comportements différents pour la zone A et les deux zones particulières B et C.

Dans la zone A, il y a bien une transition rapide entre le tantale et le FeNi.

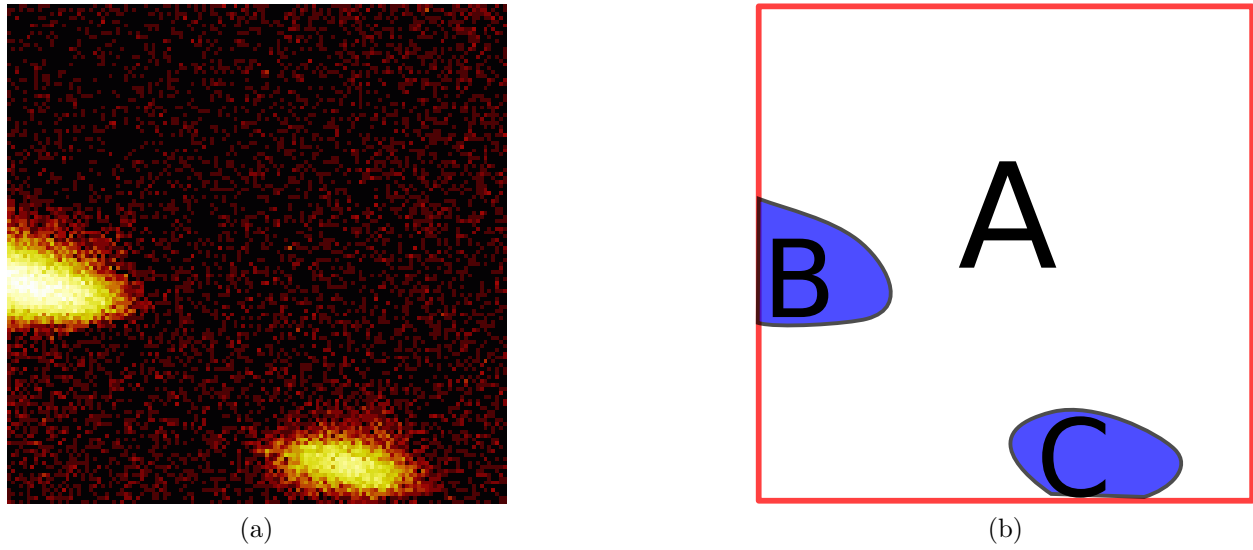


FIGURE 5.7: Image spatiale du nombre d'ions nickel dans le silicium pour l'échantillon de silice (a) et schéma des différentes zones de l'échantillon (b)

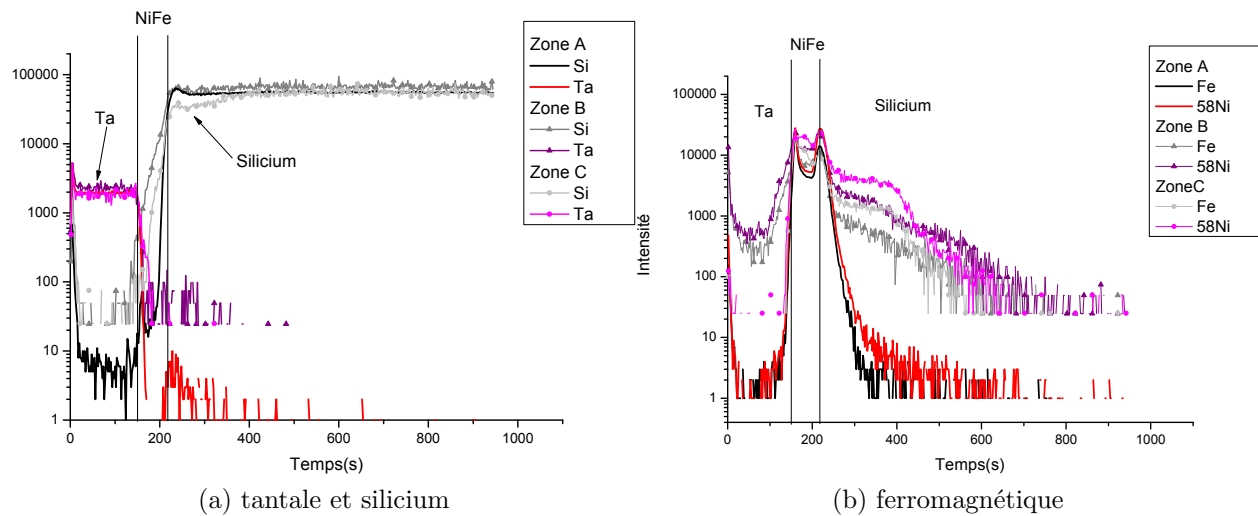


FIGURE 5.8: Profils d'intensité normalisée localisés dans les différentes zones de l'échantillon

En revanche, dans la zone B, on détecte la présence de FeNi bien avant la position supposée de l'interface. Cela peut être dû à une épaisseur plus faible du tantale dans cette zone ou à un trou créé par l'attaque chimique des couches supérieures.

Dans la zone C, le tantale est présent plus longtemps que dans la zone A, cela peut indiquer une sur-épaisseur locale de Ta. Dans ces deux zones particulières, on observe une montée plus précoce du signal du silicium et la présence d'une contamination ferromagnétique. Cela peut être expliqué par des défauts induits lors de la gravure ou lors de l'attaque chimique qui provoquent une inter-diffusion des couches. En tout état de cause, il convient de retirer la contribution des zones B et C dans l'analyse quantitative des profils de contamination.

### Analyse des profils de concentration

Les intensités des différents ions mesurés sont présentées sur la figure 5.9 pour les deux échantillons de silice et d'alumine. On remarque les quatre couches principales de ces échantillons. Il n'y a pas de différence entre les échantillons pour les couches de tantale et de fer-nickel. Au niveau de la barrière tunnel, la montée de l'aluminium ou du silicium est le marqueur de la barrière d'alumine ou de silice. Les deux pics du ferromagnétique ont bien leur maximum avant celui de l'aluminium ou du silicium, mais la décroissance du signal est lente à cause des effets du mixage collisionnel.

Si l'on s'intéresse à la concentration des contaminants dans le silicium, il faut examiner la concentration après la fin de la descente du signal de l'aluminium, qui indique approximativement la fin de l'effet du mixage collisionnel. Si l'on examine la concentration des contaminants pour des temps d'analyse supérieurs à 300s, on ne voit que peu de différences entre les deux échantillons. L'ordre de grandeur de la contamination est de  $10^{18} \text{at/cm}^3$ , ce qui correspond à une proportion de 20 ppm de contaminant. Pour quantifier plus efficacement cette contamination, il faudrait éliminer le problème de mixage interfacial. Pour cela, on peut refaire l'analyse en sens inverse en partant du silicium vers le ferromagnétique. Le problème de cette méthode est qu'elle nécessite l'amincissement du substrat. Il est aussi possible de retirer tous les métaux à la surface de l'échantillon, ce qui laisserait seulement la contamination de surface.

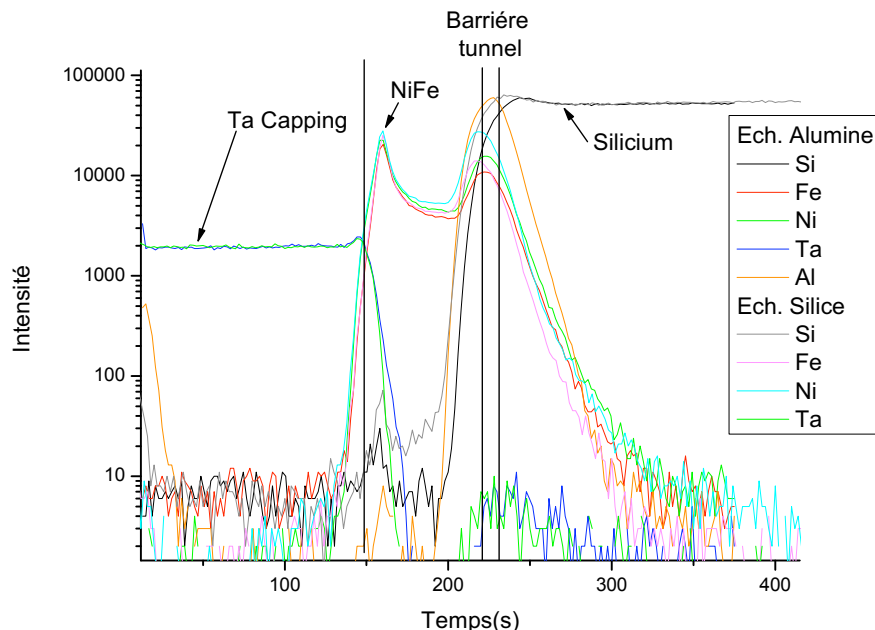


FIGURE 5.9: Profil d'intensité des ions pour les deux types de barrière : SiO<sub>2</sub> et bi-couche SiO<sub>2</sub>-Alumine

### 5.1.6 Échantillons pleine tranche

Le second type d'échantillon consiste en des dépôts en pleine tranche sur silicium réalisés spécifiquement pour ces études de contamination. Sur des pleines tranches de silicium <100>, nous avons déposé différents diélectriques et des électrodes ferromagnétiques.

Les premiers échantillons ont été analysés directement après le dépôt du ferromagnétique. Pour les autres, nous avons effectué un retrait du métal par gravure chimique pour éviter les effets de mélange des couches et pouvoir analyser la contamination dès la surface de l'échantillon.

#### Retrait du métal ferromagnétique

Le retrait du métal est réalisé par attaque chimique dans une solution de  $HCl(20\%) - 1vol$ ,  $HNO_3 - 2vol$ , *Eau Desionnisee* - 10vol chauffée à 70°C. Cette solution permet de dissoudre le métal mais laisse des traces en surface. Nous avons quantifié les traces en surface en réalisant pour chaque échantillon un spectre TOF-SIMS de surface (sans abrasion) et un spectre de sub-surface après 20s d'abrasion. Les quantités de cobalt restant en surface sont

Nom	Métal	Oxyde
S1	Co (évaporation)	Silice sans recuit
A7	Co (évaporation)	Alumine (recuit de densification)
A5	Co (évaporation)	Alumine sans recuit
M4	Co (évaporation)	MgO (pulvérisation cathodique)
M10	Co (pulvérisation)	MgO (pulvérisation cathodique)

TABLE 5.4: Echantillons pleine tranche analysés pour mesurer la contamination en cobalt

représentées sur le graphique 5.10. On observe une variation importante du signal du cobalt d'un échantillon à l'autre. Ceci n'est pas seulement dû à un niveau de contamination différent, mais aussi à une différence de taux d'extraction du cobalt sur les différents oxydes. Il n'est donc possible de comparer les niveaux de contamination de surface que pour des oxydes identiques.

Pour les prochains lots d'échantillons, il faudra tenter de diminuer cette contamination de surface par l'utilisation de plusieurs bains de gravure successifs.

### 5.1.7 Conclusions de l'étude de TOF-SIMS

Dans cette section nous avons montré que la contamination du substrat par les matériaux ferromagnétiques était faible dans nos échantillons. Nous avons étudié les différents biais expérimentaux présents dans nos échantillons. Nous avons ainsi pu montrer que la couche de silice analysée était non homogène. Ensuite nous avons essayé de limiter les effets du mixage collisionnel en effectuant un retrait du métal avant l'analyse. Cela nous a permis de diminuer la limite de détection du ferromagnétique diffusé dans le volume de silicium et de mettre en évidence des différences entre les oxydes. d'améliorer la technique de mesure pour pouvoir comparer les différents types de barrières diélectriques. En particulier, nous constatons que les échantillons à barrière d'alumine densifiée présentent un faible taux de contamination en atomes ferromagnétiques ce qui est cohérent avec les meilleures caractéristiques électriques des échantillons densifiés.

### 5.1.8 Amélioration des mesures par TOF-SIMS

Pour éviter le mixage collisionnel, il peut être intéressant d'abraser l'échantillon par la face arrière. En effet, dans ce cas, la contamination n'est pas modifiée par le traînage de la



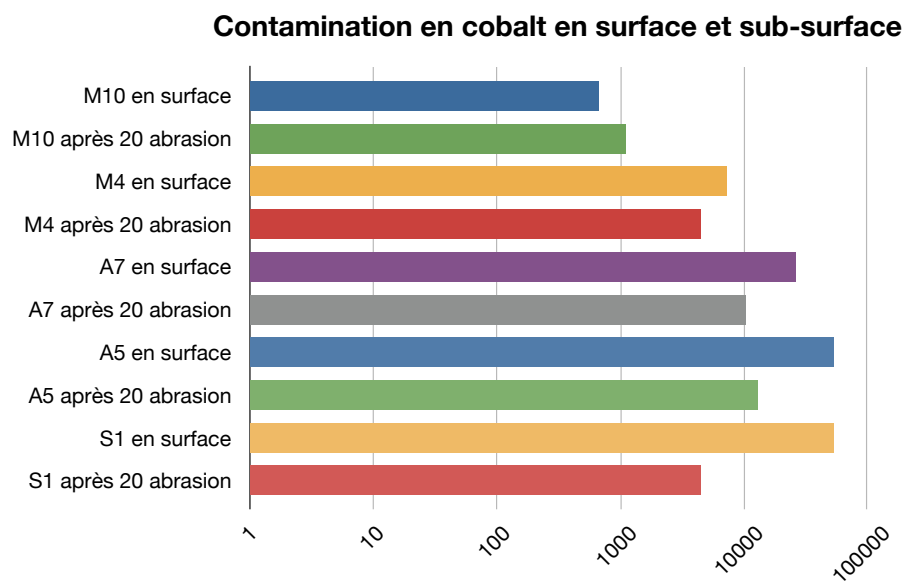


FIGURE 5.10: Intensité du cobalt en surface des échantillons après retrait chimique du métal

couche ferromagnétique vers le silicium. Pour réaliser technologiquement ce type de mesure il faut être capable de ne laisser qu'une couche très fine de silicium à analyser en amincissant localement le substrat. Pour cela il faut utiliser un substrat de silicium sur isolant (SOI) et réaliser une fenêtre dans la face arrière de la plaque. Ensuite, le substrat est abrasé localement jusqu'à l'oxyde enterré. Il ne reste plus qu'à retirer cet oxyde avant d'effectuer l'analyse. Cette technique expérimentale n'a pas pu être mise en oeuvre lors de cette thèse du fait de sa complexité et nous avons dû nous contenter de la méthode conventionnelle de préparation des échantillons.

## 5.2 Intégration sur silicium d'une barrière à base d'oxyde de magnésium

L'oxyde de magnésium est un bon candidat pour la réalisation du diélectrique tunnel des dispositifs de transport dépendants du spin.

Différentes méthodes existent pour l'élaboration d'une couche d'oxyde de magnésium. La première est la pulvérisation directe de l'oxyde par un plasma radiofréquence sur l'échantillon. Il est aussi possible de pulvériser du magnésium sur le substrat puis de réaliser une oxydation de celui-ci. Ces deux méthodes sont utilisées couramment dans la fabrication des jonctions tunnel magnétiques et ont chacune leurs avantages. La pulvérisation de magnésium permet d'obtenir une épaisseur d'oxyde faible avec une bonne stoechiométrie, mais nécessite une optimisation du temps d'oxydation pour chaque épaisseur déposée afin d'éviter d'oxyder le silicium sous-jacent. La pulvérisation directe d'oxyde permet d'obtenir une épaisseur quelconque d'oxyde mais la stoechiométrie de l'oxyde dépend fortement des conditions de pulvérisation.

Afin d'optimiser plus rapidement la fabrication de la barrière tunnel, un procédé de fabrication simplifié de capacités FMIS a été mis en place.

Des échantillons avec une couche de 1.2, 2 et 4nm de MgO ont été réalisés par pulvérisation radio-fréquence d'une cible d'oxyde de magnésium. Les couches obtenues sont uniformes, comme le montre l'image HRTEM. Des différences de cristallinité sont observées en fonction de l'épaisseur déposée. Cet effet est lié aux conditions de croissance et devra faire l'objet d'une optimisation, mais il indique d'ores et déjà une bonne stoechiométrie des couches.

Nous n'avons pas pu obtenir de capacités suffisamment reproductibles pour des mesures

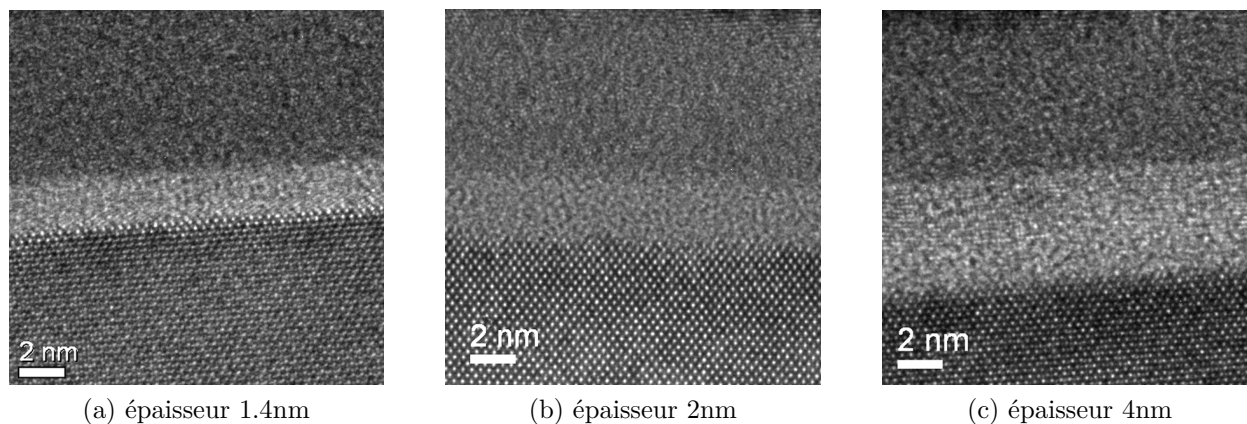


FIGURE 5.11: Coupe HRTEM d'une capacité FMIS avec de l'oxyde de magnésium.

électriques. En effet, ces capacités fabriquées en pleine plaque sont très sensibles à la contamination de surface. Celle-ci peut créer une couche d'inversion parasite autour de la capacité. Ces effets sont d'autant plus prononcés que la capacité est perméable et son courant de fuite important. Les caractéristiques I-V de ces capacités sont bien de type tunnel, mais les niveaux de courant ne sont pas vérifiables par la simulation du fait de l'absence de consensus dans la littérature sur la masse effective et la hauteur de barrière de l'oxyde de magnésium.

Dans un second temps, des échantillons d'oxyde de magnésium ont été réalisés en fond de tranchées dans de la silice épaisse. Après nettoyage humide à l'acide fluorhydrique, du *Mg* a été déposé puis oxydé et l'empilement *CoFeBr/Ta/Cu* a été déposé. La figure 5.12 présente une vue d'ensemble du dépôt en fond de trou. On voit l'effet d'ombrage pour le dépôt du cuivre.

La vue de détail de la figure 5.13 montre que l'interface silicium/MgO est uniforme à l'échelle atomique ce qui garantit une bonne qualité d'interface. Deux épaisseurs différentes de *Mg* ont été déposées : 2,2 et 3nm d'épaisseur nominale. L'effet d'ombrage diminue la quantité de matériau déposée en fond de trou quand son rapport d'aspect (profondeur/diamètre) augmente. Il faut donc prendre en compte cet effet pour obtenir l'épaisseur d'oxyde désirée. Si l'épaisseur de magnésium en fond de trou est trop importante, ce dernier ne sera pas complètement oxydé. Il en résultera une barrière tunnel de mauvaise qualité. Sur l'échantillon #8, la couche de MgO n'est pas observable alors que sur l'échantillon #11 une très fine couche cristalline est visible. Deux hypothèses sont possibles soit la couche déposée est trop fine, soit son contraste est insuffisant pour permettre son observation. Des mesures électriques

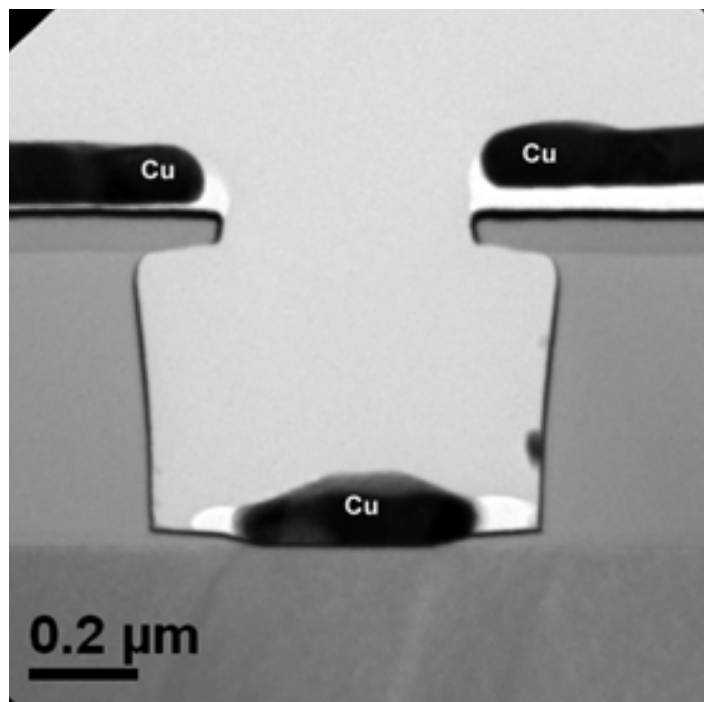


FIGURE 5.12: Vue d'ensemble du dépôt d'oxyde de magnésium en fond de trous.

seront donc nécessaires pour discriminer ces deux hypothèses. Cette méthode de croissance de l'oxyde par dépôt du magnésium et oxydation plus difficile à maîtriser et demande encore des optimisations pour prendre en compte les effets d'ombrage dans nos échantillons.

Deux méthodes de préparation de la barrière d'oxyde de magnésium sont en cours d'évaluation. Les mesures de microscopie haute résolution devront être confirmées par des mesures électriques. Pour cela, il faut réaliser la reprise de contact en fond de trous et la lithographie des plots de connexion.

### 5.3 Dispositif à canal confiné sur SOI

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 4, il est important de pouvoir contrôler la résistivité du semi-conducteur entre les deux électrodes ferromagnétiques. Cela permet d'optimiser le signal de magnétorésistance détecté entre les états parallèle et anti-parallèle de l'aimantation des électrodes. Les deux approches possibles sont la variation du dopage ou l'utilisation de l'effet de champ. D'autre part, il est souhaitable de minimiser la distance parcourue par

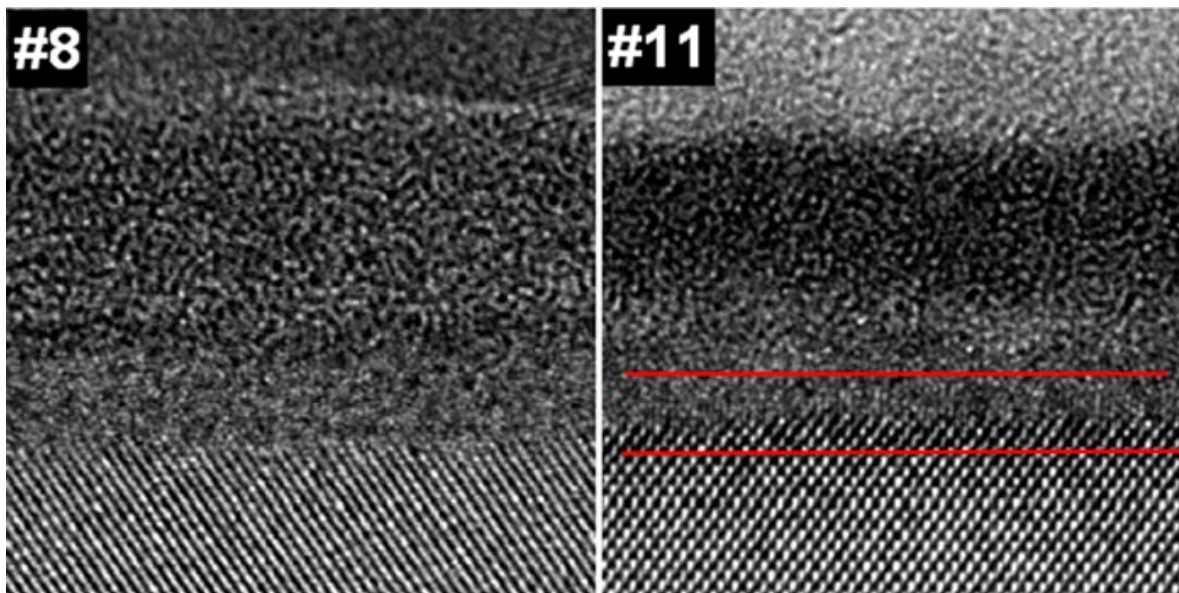


FIGURE 5.13: Détails de l'interface  $Si/MgO$  (#11 épaisseur nominale 3nm et #8 épaisseur nominale 2,2nm)

les électrons. Ainsi l'utilisation d'un canal de conduction bidimensionnel permet de limiter le trajet des électrons.

L'utilisation du dopage pour limiter l'étalement du canal de conduction a été mise en oeuvre par l'utilisation d'un dopage N sur une profondeur d'environ 80nm. Par contre la profondeur de pénétration des électrons du côté P n'est pas modifiée. Si on voulait contrôler cette profondeur sur le côté P, il faudrait utiliser des substrats faiblement dopés pour ensuite ajouter une étape d'implantation de bore supplémentaire. La première limite de l'utilisation du dopage pour contrôler la profondeur du canal est donc son manque de flexibilité; pour chaque profondeur il faut réaliser de nouveaux échantillons. La seconde limite concerne la température de fonctionnement du dispositif. En effet, en dessous de 100K, les dopants sont de moins en moins ionisés et l'effet du dopage s'estompe : la résistance du silicium augmente. Il n'est pas souhaitable de compenser le gel des dopants par l'augmentation de leur nombre car un dopage trop fort peut diminuer la longueur de cohérence de spin. En effet, le spin des électrons est sensible au champ électrique local des dopants qui peut entraîner un spin flip par le biais de l'interaction spin-orbite (mécanisme de Elliott-Yaffet).

Une alternative existe, c'est l'utilisation du dopage par effet de champ du canal. Pour cela on utilise des substrat de silicium sur isolant pour réaliser la structure présentée sur la

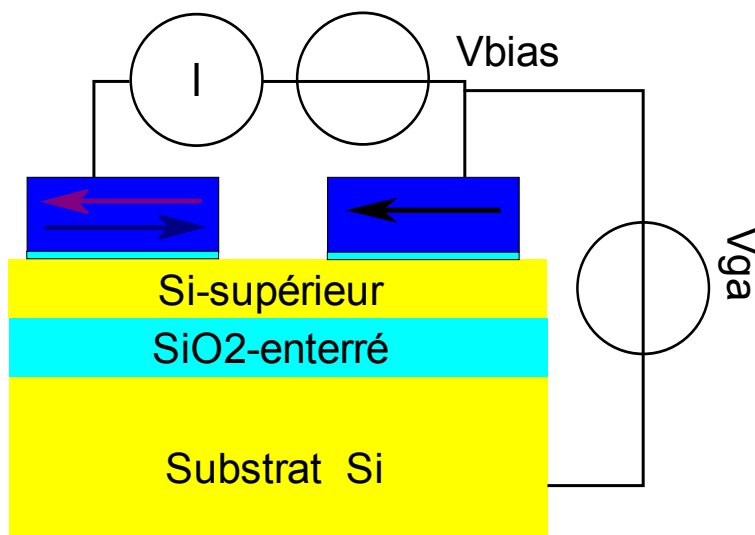


FIGURE 5.14: Structure d'une vanne de spin réalisée sur un substrat de silicium sur isolant.

figure 5.14. Cette solution présente le double avantage d'être indépendante de la température et permet d'ajuster de manière continue la résistivité du canal de conduction. En effet en variant la tension appliquée sur la grille arrière ( $V_{ga}$ ), il est possible de modifier continuellement la résistance du film de silice.

Comme cela a été mis en évidence dans le chapitre 4, le signal d'effet Hanle non-local est maximal pour un canal unidimensionnel. L'utilisation d'un film mince permet de remplir cette condition si on limite sa taille latérale par gravure.

## Amincissement de substrat de silicium sur isolant

Pour obtenir des films minces monocristallins de silicium sur isolant, nous avons utilisé des substrats de 100mm de SOI fournis par la société Soitec. L'épaisseur de départ du film mince de silicium était en moyenne de 300nm et nous avons aminci ce film par oxydation sacrificielle. Pour cela, une oxydation humide est réalisée dans un four à 950°C dans une atmosphère de vapeur d'eau additionnée de chlorure d'hydrogène pour transformer 250nm de silicium en silice. Cette silice est ensuite retirée dans une solution d'acide fluorhydrique. Compte tenu de la dispersion en épaisseur des différentes couches de nos substrats, nous avons d'abord mesuré toutes les plaques à amincir afin d'adapter le temps d'oxydation à chacune d'elle. Pour cela nous avons utilisé un ellipsomètre en mode spectroscopie pour

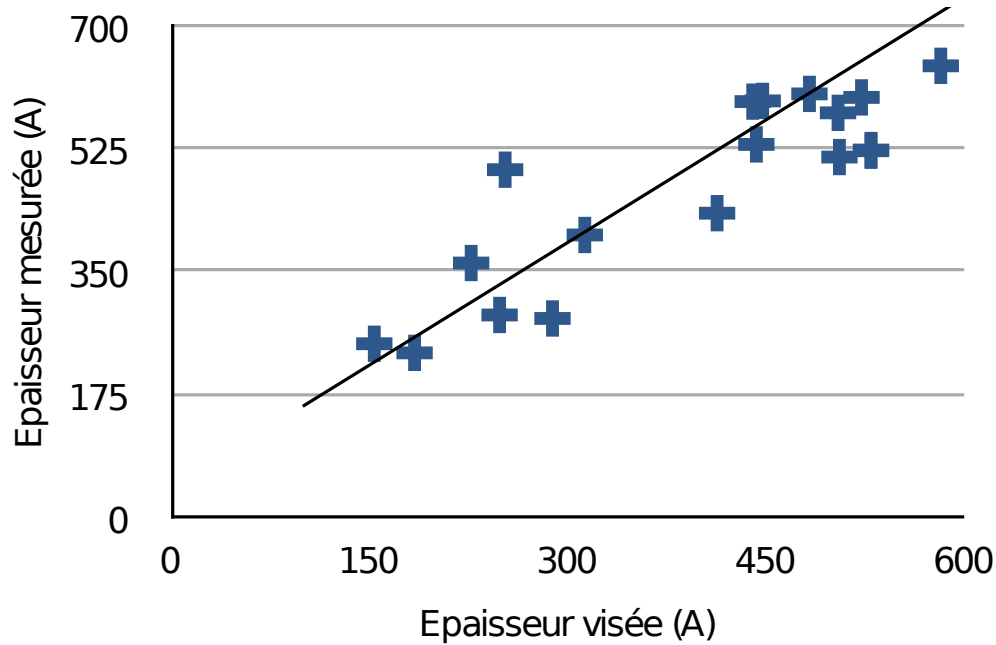


FIGURE 5.15: Répartition des épaisseurs de la couche supérieure de silicium en fonction de l'épaisseur visée pour l'amincissement

mesurer les épaisseurs des différentes couches des plaques de SOI.

La figure 5.15 montre la dispersion des épaisseurs du silicium supérieur obtenues en fonction des épaisseurs visées. L'ajustement linéaire de ces données conduit à une pente de 0,9 qui suggère une cinétique de croissance de l'oxyde plus lente que prévue.

Nous avons donc montré qu'il était possible d'amincir des substrats de silicium sur isolant 100mm par oxydation sacrificielle et désoxydation. Ces substrats pourront servir de base à la suite du processus de fabrication des dispositifs d'étude de l'injection de spin dans le silicium.

## 5.4 Perspectives

Dans ce chapitre nous avons présenté le travail réalisé lors de cette thèse en vue de la fabrication de dispositifs spintroniques de deuxième génération. En effet, nous pensons que le confinement horizontal des électrons peut améliorer les propriétés de transport de nos dispositifs. : d'une part, en contrôlant la densité de porteurs dans le film de silicium grâce à la grille arrière et d'autre part, en augmentant la longueur de diffusion de spin grâce au confinement. Par ailleurs, l'oxyde de magnésium est un bon candidat pour l'injection de spin mais son élaboration dans nos dispositifs demande encore du travail de mise au point. Enfin, l'étude de la contamination a montré que la mesure de concentrations très faibles de contaminants nécessite une approche expérimentale très rigoureuse. Il est donc nécessaire de développer des échantillons dédiés à ce type de mesures. Ce sont quelques unes des difficultés majeures pour la conception des nouveaux dispositifs spintroniques sur silicium.



## 5.5 Bibliographie

- [1] A. Atkinson and J. W. Gardner. The diffusion of  $\text{Fe}^{3+}$  in amorphous  $\text{SiO}_2$  and the protective properties of  $\text{SiO}_2$  layers. *Corrosion Science*, 21(1) :49–58, 1981.
- [2] Boubker FARES. *Caractérisation par spectrométrie de masse des ions secondaires des zones actives du CMOS ultime : étude de la rugosité en fond de cratère et de ses conséquences sur la vitesse d'érosion et sur la résolution en profondeur*. PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2004.
- [3] N. A. Fedorovich. Diffusion of cobalt in silicon dioxide film. *Fiz. Tverd ; Tesla*, 22 :1875–1877, Juin 1980.
- [4] Brice GAUTIER. *Etude de la résolution en profondeur lors de l'analyse par spectrométrie de masse des ions secondaires. Détermination de la fonction de résolution pour le bore dans le silicium, mise au point d'une procédure de déconvolution et applications*. PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1997.
- [5] R. N. Ghoshtagore. Diffusion of nickel in amorphous silicon dioxide and silicon nitride films. *J. Appl. Phys.*, 40(11) :4374–4376, October 1969.
- [6] Kouichirou Honda and Toshiro Nakanishi. Influence of ni impurities at the si- $\text{SiO}_2$  interface on the metal-oxide-semiconductor characteristics. *J. Appl. Phys.*, 75(11) :7394–7399, June 1994.
- [7] Andrei A Istratov, Hele Vainola, Walter Huber, and Eicke R Weber. Gettering in silicon-on-insulator wafers : experimental studies and modelling. *Semiconductor Science and Technology*, (6) :568, 2005.
- [8] Z. X. Jiang and P. F. A. Alkemade. Secondary ion mass spectrometry and atomic force spectroscopy studies of surface roughening, erosion rate change and depth resolution in Si during 1 keV  $\text{O}^{+2}$  bombardment with oxygen flooding. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16(4) :1971–1982, July 1998.
- [9] T. Kitano. Local structure around iron at the  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  interface. *Journal of Electronic Materials*, 21(11) :1027–1031, November 1992.

- [10] J. T. Mayer, R. F. Lin, and E. Garfunkel. Surface and bulk diffusion of adsorbed nickel on ultrathin thermally grown silicon dioxide. *Surface Science*, 265(1-3) :102–110, April 1992.
- [11] Maria-Luisa Polignano Gianluca Salvà Massimo Sardo Stéphane Rey Nicolas Pic, Adrien Danel. Influence of cobalt contamination in the measurement of diffusion length of silicon wafers. *Solid State Phenomena*, Solid State Phenomena :Solid State Phenomena, 2004.
- [12] Ritsuo Takizawa, Toshiro Nakanishi, and Akira Ohsawa. Degradation of metal-oxide-semiconductor devices caused by iron impurities on the silicon wafer surface. *J. Appl. Phys.*, 62(12) :4933–4935, December 1987.

# Chapter 6

## Conclusion générale et perspectives

L'objectif de cette thèse était l'étude du transport dépendant du spin dans le silicium. Pour ce faire, des dispositifs de test ont été fabriqués et étudiés dans le but de mettre en évidence un effet dépendant du spin. Cependant, les analyses réalisées sur ces dispositifs n'ont pas pu en montrer l'existence. L'étude détaillée de l'aimantation des électrodes ferromagnétiques a permis de concevoir des méthodes fiables de contrôle de l'aimantation des électrodes magnétiques. Ensuite, l'étude du transport de charge dans nos dispositifs a permis de comprendre les différents mécanismes mis en jeu.

Dans la première partie de cette thèse, nous avons montré par la simulation et l'expérience qu'il était possible de concevoir des électrodes magnétiques mono-domaines ainsi que de contrôler leur aimantations relatives. Nous avons ainsi démontré que des électrodes en permalloy (nickel 80% et fer 20%) présentaient un état micromagnétique monodomaine. L'aimantation de ces électrodes est contrôlée par deux méthodes différentes : en utilisant un champ magnétique extérieur et la dépendance du champ coercitif en fonction de la largeur ou en utilisant le champ magnétique local généré par une ligne de courant. Nous sommes donc capable par ces deux méthodes de préparer des états d'aimantation parallèles et anti-parallèle.

Ensuite, en utilisant des techniques de caractérisations électriques issues de la micro-électronique, nous avons étudié les propriétés électriques de diodes ferromagnétique isolant silicium. Grâce à ces études, nous avons pu sélectionner l'alumine comme le meilleur diélectrique. En effet, ce diélectrique présente, lorsqu'il est recuit sous oxygène, une faible densité de défauts d'interface indispensable pour la collection de spin dans le silicium. Nous avons modélisé le transport par un mécanisme de tunnel direct dans ce diélectrique garant d'une bonne injection de spin. Ces résultats ont été comparés à des mesures identiques avec de la silice thermique, mais ce diélectrique ne présente pas une qualité électrique satisfaisant en présence d'une grille métallique.

Nous avons ensuite testé différents dispositifs d'étude de l'injection de spin dans le silicium. L'étude de diodes FMIS sous champ perpendiculaire au plan à température ambiante et à basse température n'ont révélé aucun effet dépendant du spin mesurable. Ensuite, nous avons tenté de mesurer les effets de vanne de spin dans des structures comportant deux diodes FMIS en série à température ambiante. Nous avons montré que, selon les théories actuelles, nos dispositifs n'étaient pas adaptés à de telles mesures. En effet la résistance des barrières tunnel est trop importante pour conserver une accumulation de spin dans le semi-conducteur. Pour contourner cette limitation de nos échantillons, nous avons mesuré la tension non locale due à l'accumulation de spin dans le silicium. A température ambiante, aucun effet dépendant du spin n'a été mis en évidence. Pour finir, nous avons mesuré les effets dépendants du spin dans un transistor à grille ferromagnétique, et ce sans succès à température ambiante.

Pour pouvoir observer des effets de transport dépendant du spin dans le silicium plusieurs voies sont à explorer. Nous avons testé des méthodes de mesure de la contamination du silicium par les métaux ferromagnétiques. Ces méthodes devraient permettre d'optimiser la technologie de fabrication pour limiter l'effet de cette contamination sur les dispositifs spintroniques sur silicium. L'oxyde de magnésium est un bon candidat comme nouveau diélectrique pour la spintronique sur silicium. Nous avons commencé l'élaboration d'un processus de fabrication de diodes FMIS à base d'oxyde de magnésium obtenu par pulvérisation. L'oxyde de magnésium devrait permettre d'augmenter la polarisation en spin du courant injecté. En parallèle, nous avons mis en place le processus d'amincissement de substrats de SOI en vue de fabriquer des dispositifs à canal de conduction bidimensionnel.

# Annexe A

## Annexes générales

Dans cette annexe sont répertoriés les principaux dispositifs expérimentaux utilisés et modifiés pendant cette thèse. Sont également répertoriés ici tous les process de fabrication des échantillons de cette thèse.

### A.1 Dispositifs expérimentaux

Durant cette thèse, j'ai participé à la conception et la réalisation des différents bancs de magnéto-transport adaptés à la mesure de très bas courant et de hautes impédances.

#### A.1.1 Banc de magnéto-transport à température ambiante

Ce banc de magnéto-transport permet la mesure sous pointe d'échantillons avec un champ magnétique appliqué. Ce champ peut être soit dans le plan soit hors du plan grâce à deux électro-aimants. Tout le dispositif est inclus dans une cage de Faraday pour limiter les perturbations électriques et lumineuses. L'organisaion générale est reprise sur la figure A.1. Grâce à l'utilisation de câblage triaxe, il est possible de mesurer des signaux de l'ordre de 100fA, des résistances supérieures à 1T $\Omega$  et des tensions inférieures à 1 $\mu$ V. Le champ magnétique perpendiculaire maximum est de l'ordre de 150mT et le champ planaire de 100mT. Pour la reprise de contacts, des pointes tungstène et un microscope binoculaire permettent de contacter des plots de 10 $\mu$ m de côté.

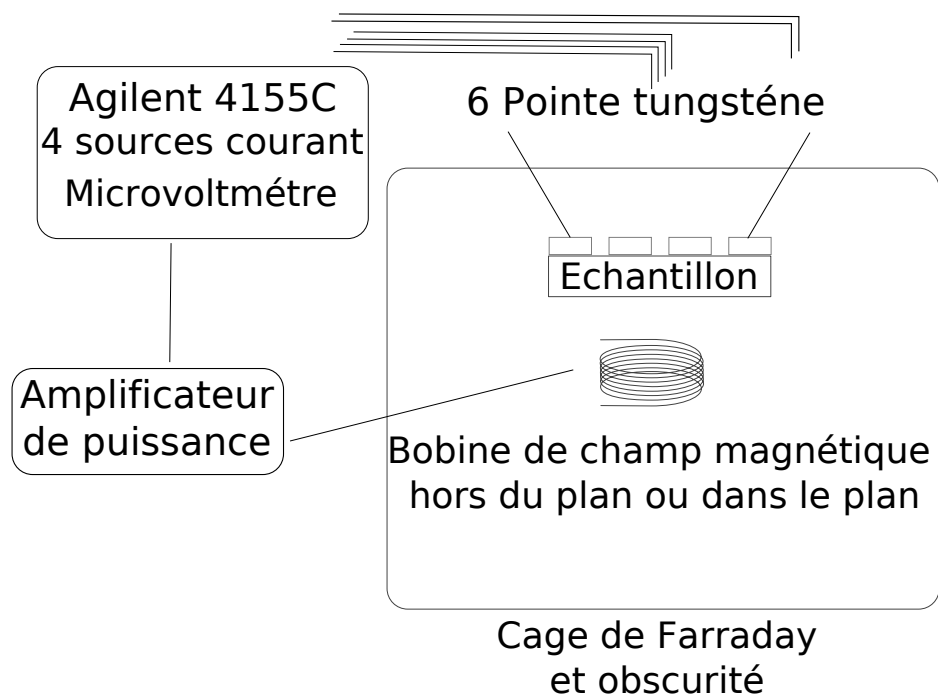


FIGURE A.1: Banc de magnéto-transport à température ambiante

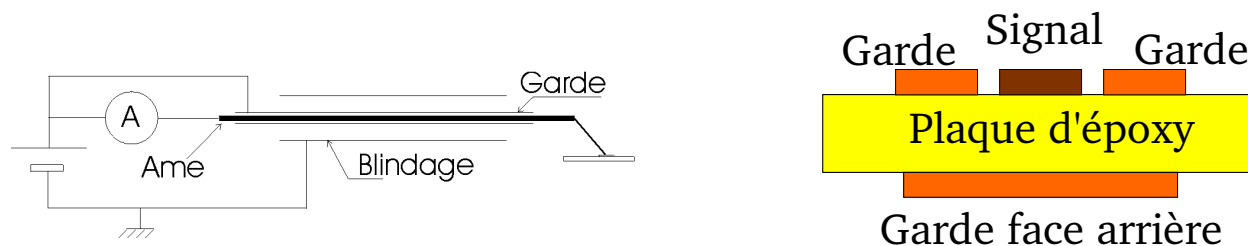


FIGURE A.2: Schéma de principe du système de connexion triaxe sur plaque de circuit imprimée

### A.1.2 Système de tests systématiques bas courant

Ce dispositif permet de tester un grand nombre de dispositifs grâce à l'utilisation d'un testeur semi-automatique cascade Microtech et d'un analyseur de paramètres semi-conducteur Agilent 4155c. Un logiciel spécifique a été écrit en langage SCILAB pour permettre la commande de ces deux appareils. Ce programme gère le déplacement des pointes du testeur, charge les paramètres de mesure dans le 4155c et effectue une partie de leur post-traitement. La commande des instruments se fait en GPIB.

### A.1.3 Banc de magnéto-transport à l'azote liquide

Ce banc de magnéto-transport a été réalisé au laboratoire Spintec spécifiquement pour la mesure de dispositifs spintroniques sur silicium. Pour pouvoir réaliser des mesures bas courant sur de hautes impédances, il est nécessaire d'avoir un câblage entièrement triaxe. Le schéma de principe de la connexion triaxe est donné sur la figure A.2.

Pour conserver la garde au plus près de l'échantillon, les pistes du circuit imprimé intègrent une garde. Leur disposition est reprise sur la figure A.2. La garde étant au même potentiel que le signal, il n'y a pas de fuites de courant même à travers l'époxy du circuit imprimé. Ce dispositif permet d'avoir une résistance de fuite de courant vers la masse de l'ordre de  $2 \text{ To}$  à  $10 \text{ V}$ . Pour la mesure de magnéto-transport, le même dispositif de caractérisation électrique qu'à température ambiante est utilisé.

## A.2 Process de fabrication

Dans cette section sont répertoriés les process de fabrication utilisés dans cette thèse. Ils peuvent servir de point de départ pour une optimisation future, mais sont quand même fortement dépendants

de la machine utilisée.

### A.2.1 Process de lithographie S1813

- Couchage résine PMMA 50k 150nm ( spinneur Zone litho 4000 rpm + acc : 10000 rpm/s + 60s)
- Recuit 100°C 90s
- Insolation 4s
- Développement AZDev 1 :1 25-30s
- Lift-off ou gravure

### A.2.2 Lithographie électronique par lift-off PMMA sur VB6-UHR

- Couchage résine PMMA 50k 150nm ( spinneur Zone litho 1600 rpm + acc : 10000 rpm/s + 10s)
- Recuit 160°C 300s
- Lithographie électronique 100kV dose 800 microCoulombs/cm<sup>2</sup>
- Développement MIBK :Isopropanol 1 :1
- Dépôt Ferro (Co évaporation, NiFe pulvé, CoFe pulvé) 10nm + capping(Pt) 2nm
- Lift-off acétone + ultrasons

Ce process a permis la réalisation d'éléments ferromagnétiques de taille 100nm par 1500 nm, espacés de 100nm. Seule l'évaporation a permis d'avoir des éléments plats, la pulvérisation laissant des reliefs de 40nm sur les bords.

### A.2.3 Process des échantillons MEMIS

Nom de l'étape	Procédé	Description
SubstPls vierges	Silicium CZ / P / 7-10 ohms*cm	
Subst Marquage	Marquage plaques+nettoyage	
Marques Photo	Photo MRAM- JTM1 Niv zéro	
Marques Gravure	Gravure Marques ASM	
Marques Stripping	Stripping sur Oxyde ou Si	
Nettoyage	RCA	
ECRAN Oxyde	875WEXA /25nm	
CAISSON N Photo	Photo	MRAM- MMI1 Caisson N



## Section A.2 : Process de fabrication

---

Nom de l'étape	Procédé	Description
CAISSON N Implant	Phosphore	1E12 / 15keV / tilt 7°
CAISSON N Implant	Phosphore	1E13 / 15keV / tilt 7°

## Chapitre A : Annexes générales

Nom de l'étape	Procédé	Description
CAISSON Stripping	Stripping Implant	
CAISSON N+ Photo	Photo	MRAM- MMI1 Caisson N+
CAISSON N+ Implant	Arsenic	3E15 / 100 keV / tilt 7°
CAISSON Stripping	Stripping Implant	
CAISSON P Photo	Photo	MRAM- MMI1 Caisson P
CAISSON P Implant	Bore	3E15 / 15 keV / tilt 7°
CAISSON Stripping	Stripping Implant	
CAISSON Recuit	Recuits sous azote pur	1000NA - 1000N1A / nettoyage préliminaire : RCA
Dépot	Dép. Oxyde SiH4	100nm < épaisseur < 1.5µm - épaisseur 800 nm
CMP	CMP_Oxyde intrinsèque	CMP pour planarisation sur Marques ASM ; enlèvement 0.3µm ;
CONTACTS Photo	Photo	MRAM-MMI1 Contacts
CONTACTS Gravure	Gravure contacts	à graver : oxyde PECVD nm + oxyde thermique 25 nm / arrêt sur Si
CONTACTS Stripping	Stripping sur Oxyde	(CONTACTS)
CONTACTS Dépôt	Dép. TiTiN	nettoyage BOE 1 :30 15s / dépôt Ti 10 nm + TiN 60 nm / recuit 720°C 20s
CONTACTS Dépôt	Dép. W	*épaisseur 600 nm
CONTACTS CMP	CMP_W - M550B	reporter la mesure d'épaisseur après CMP : p36
CONTACTS CMP	CMP_W - M550B	deuxième étape CMP oxyde (conso 0.1µm)
Encapsulation Dépôt	Dép. SiN	15nm < épaisseur < 100nm-épaisseur = 100nm
INJECTEUR Photo	Photo	MRAM- MMI1 Injecteur
INJECTEUR Overlay	Contrôle OVL-DUV	
INJECTEUR Stripping	Stripping sur Nitrures	
INJECTEUR Photo	Photo 300 MRAM MMI1	300MRAM MMI1 Injecteur
INJECTEUR Overlay	Contrôle OVL+CD-DUV	
INJECTEUR Gravure	Gravure contacts	matériau à graver : SiN PECVD 100nm
INJECTEUR Gravure	Gravure contacts	à graver : oxyde PECVD 500 nm+ arrêt ds oxyde thermique 25 nm
INJECTEUR Stripping	Stripping sur Nitrures	
Mesures GRAVURE	Mesure SiO2	> 50 Å sur Si bulk
Désox	Désox ajustée SMS	DDC SETX (en fonction de l'épaisseur mesurée p 37.1)
Nettoyage	Nettoyages SMS	*programme : "CTI MEMIS"
Oxydation	Oxydes O2 + HCl	800HCXA 4nm / DDC SET1
Oxydation	Oxydes O2 + HCl	800HCXA 3nm / DDC SET1
Oxydation	Oxydes O2 + HCl	"700HCXC 25nm / DDC SET1"

## Section A.2 : Process de fabrication

Nom de l'étape	Procédé	Description
Oxydation	Oxydes O <sub>2</sub> + HCl	700HCXC 2nm / DDC SET1
Dépôt	Dépôt ALCVD AL <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	DDC SET 1 + Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (procédé à 350°C)
Dépôt	Dépôt ALCVD AL <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	DDC SET 1 + Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (procédé à 350°C)
Dépôt	Dépôt ALCVD AL <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	DDC SET 1 + Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (procédé à 350°C)
Recuit	Recuits oxydants	700DA 700D900A
Dépôt	Pulvé ferromagnétique	10n NiFe + Capping Ta
Décontamination FAR	Déconta Face Arrière	Al. Filière ; Température de process doit rester < 250°C
Nettoyage	RPC (Reactive PreClean)	Décapage du Cu PVD avant dépôt Cu ECD : (réactive preclean 60s).
Dépôt	Dép. Cu sur TiN	50nm < Cu =< 85nm dépôt Cu CVD seed uniquement (sans TiN)
Dépôt	Dép. Cu ECD	Dépôt Cu 850 nm sur seed Cu PVD 40 nm.
Recuit	Recuit N <sub>2</sub> - COMPACT1	*recette 5B / 30 min ; T=150°C T=30mn
CMP	CMP_Cu - M550C	CMP Cu (890 nm) puis TaN (40 nm) puis NiFe (25 nm). Arrêt sur SiN.
Décontamination FAR	Déconta Face Arrière	Ab3t60s
Encapsulation Gravure	Gravure SiN1	*Gravure de 100 nm (théorique) de SiN sur SiO <sub>2</sub>
Nettoyage	Nettoyage Face Avant	Nett FAR puis Nett FAV
Nettoyage	RPC (Reactive PreClean)	Décapage du cuivre : séquence (réactive preclean 60s) sans dégazage
Décontamination FAR	DécontaFace Arrière	Ab3t60s
METAL 1 Dépôt	Dép. TiN+AlCu	Dépôt à BASSE T (100°C). SANS PRECLEAN. AlCu 300 nm
DEG MARQ Photo	Photo 300 MRAM MMI1	
DEG MARQ Gravure	Gravure Alu ou AlCu	Gravure Barc (100 nm)+AlCu basseT (300nm) + TiN (20 nm) arret SiO <sub>2</sub>
DEG MARQ Gravure	Usinage ionique - IBE	Cf lot E660A 17/12/04 (IBE 10 à 15 mn)
Décontamination	Déconta Face Arrière	Ab3t120s ou Ab2t030s (au choix selon bain disponible)
DEG MARQ Stripping	Stripping FUSION+SEMI1	*Fusion **Std200**
METAL Photo	Photo 300 MRAM MMI1	Nouveau masque en commande MMI1B31S0P
METAL 1 Gravure	Gravure Alu ou AlCu	Gravure Barc (100 nm) + AlCu basse T/TiN (20nm) avec arret sur SiO <sub>2</sub>
METAL 1 Stripping	Stripping FUSION+SEMI1	*Fusion **Std200**

### A.2.4 Process des échantillons de capacité pleine plaque

- Nettoyage du silicium : Caraux+HF+Caraux
- Désoxydation : *HF last* immédiatement avant le chargement sous vide des échantillons
- Dépôt de l'oxyde de magnésium par pulvérisation RF d'une cible d'oxyde
- Dépôt de la grille ferromagnétique (NiFe-80/20)

- Dépôt d'une couche de protection contre l'oxydation (platine)
- Changement de bâti de dépôt
- Dépôt de 500nm de métal pour la reprise de contact (aluminium ou cuivre)
- Photolithographie UV avec résine S1813 des capacité
- Gravure chimique du métal de reprise de contact
- Gravure chimique ou par faisceau d'ions du platine et du permalloy
- Retrait de la résine Acétone ou 2-N-Méthyl-Pyrolidon

# Liste des symboles

$C_{it}$	Capacité des défauts d'interface
$C_{ox}$	Capacité de l'oxyde
$C_s$	Capacité du silicium
AFM	Atomic Force Microscopy - Microscope à force atomique
ALD	Atomic Layer deposition
CMP	Chemical Mechanical Polishing
CVD	Chemical Vapor Deposition
FMIS	Ferromagnetic Metal Insulator Semiconductor
HRTEM	High Resolution Transmission Electron Microscopy
IBE	Ion Beam Etching
MFM	Magnetic Force Microscopy -microscopie à force magnétique
MFM	Magnetic Force Microscopy
NMOS	Negative type Metal Oxyde Semiconductor
OOMMF	Object Oriented MicroMagnetic Framework
PMMA	Poly(methyl methacrylate)
PMMA	Poly(methyl methacrylate)
PMMA	PolyMethyl MethAcrylate
RMS	Root Mean Square
RSF	Relative sensitivity factor

SEM Scanning Electron Microcopy

SIMS Secondary ions mass spectroscopy

SOI Silicon On Insulator

SQUID Superconducting Quantum Interference Device

TEM Transmission Electron Microscopy

TOF-SIMS Time of flight SIMS

UV Ultra-Violet (light)

VSM Vibrating Sample Magnetometer

# Table des figures

2.1	Dimensions et système de coordonnées du plot magnétique étudié . . . . .	8
2.2	Champ coercitif d'un plot rectangulaire (rouge) ou elliptique (bleu) en fonction de la largeur ou de la longueur . . . . .	10
2.3	Demi cycles d'hystérésis d'éléments rectangulaires . . . . .	12
2.5	Champ coercitif et configuration micromagnétique avant retournement d'un élément magnétique de $1.5\mu\text{m}$ de long en fonction de sa largeur . . . . .	12
2.4	Comparaison de différents modèles de retournement de l'aimantation : élément rectangulaire (rouge), élément elliptique (bleu), élément rectangulaire à aimantation non uniforme simulé micro-magnétiquement (vert) . . . . .	13
2.6	Différence entre les aimantations moyennes pour deux couples d'électrodes (100nm-200nm et 500-1000nm) obtenue par simulation micromagnétique. L'intervalle de champ pour lequel cette valeur est non nulle représente la zone d'existence de la configuration anti-parallèle. . . . .	14
2.7	Définition du système de coordonnées pour l'étude de deux plots magnétiques en interaction (a) et cycle de « magnétorésistance » associé (b) . . . . .	15
2.8	Champ rayonné par un plot magnétique de NiFe de $1,5\mu\text{m} \times 0,2\mu\text{m} \times 10\text{nm}$ , le code de couleur représente la projection du champ selon la direction X et les flèches la direction du champ . . . . .	15
2.9	Champ moyen (selon la direction Y) rayonné par un plot de 200nm placé au centre sur un second plot de 100nm en fonction de la distance (en vert un exemple pour une distance de 200nm) . . . . .	16
2.10	Champs coercitifs d'un couple de plots en fonction de la distance entre les plots pour des plots sans interaction, en interaction avec un champ dipolaire rayonné moyen, en interaction par calcul micromagnétique. . . . .	17
2.11	Lignes de champ magnétique (dimensions en $\mu\text{m}$ ) et projection sur l'axe X du champ magnétique (échelle de couleurs) . . . . .	19

## TABLE DES FIGURES

---

2.12 Comparaisons des différents modèles de calcul du champ créé par le courant de 100mA pour un plot de $1\mu m \times 1.5\mu m$ (vue selon l'axe de coupe) . . . . .	20
2.13 Résultat du calcul de la répartition du courant entre le plot de cuivre et la ligne de courant en aluminium. . . . .	21
2.14 Schéma de principe de la manipulation de l'aimantation des plots par courant : (a) utilisation d'une électrode douce et d'une électrode dure, (b) Utilisation de deux lignes de champ pour obtenir un état parallèle (traits plein) ou anti-parallèle (pointillés)	21
2.15 Champ créé par le courant pour passer dans un état parallèle (bleu) ou anti-parallèle (vert) pour une largeur de plot de $1.5\mu m$ et un courant de 100 mA dans le mode d'écriture à deux lignes de courant . . . . .	22
2.16 Impact des méthodes de fabrication sur la morphologie des plots magnétiques : (a) technique de lift-off, (b) technique de lithographie DUV et IBE, (c) technique en fond de trous + CMP . . . . .	24
2.17 Caractérisation morphologique des plots réalisés par gravure . . . . .	25
2.18 Imagerie et simulation de configuration magnétique . . . . .	27
2.19 Image en phase d'un plot de $1.5\mu m$ par $1\mu m$ montrant une configuration multi-domaines . . . . .	28
2.20 Cycles d'hystérésis pour différents paramètres géométriques . . . . .	29
2.21 Effet de la largeur des plots sur le champ coercitif . . . . .	30
2.22 Coupe SEM d'un trou de contact (remplis de TiN pour un meilleur contraste) , représentation schématique de l'effet du dépôt en fond de trou, image TEM de la couche magnétique . . . . .	31
2.23 Cycles d'hystérésis de réseaux de plots pour différentes largeurs. Les valeurs indiquées correspondent aux largeurs nominales en microns augmentée de $0.2\mu m$ dû à la sur- gravure du masque d'oxyde. . . . .	32
2.24 Effets des paramètres de dépôt sur les cycles d'hystérésis de réseaux de plots . . . .	33
2.25 Image AFM (à gauche) et MFM (à droite) d'un couple de plots réalisé par pulvérisation de NiFe (plot doux en bleu et dur en rouge). . . . .	34
2.26 Hystérésis déduit des images MFM pour différentes largeurs de plots . . . . .	35
2.27 Image MFM d'un couple de plots magnétiques (de largeurs 200 et 300nm) réalisé par évaporation de Co en configuration parallèle, anti-parallèle et parallèle en fonction du champ magnétique extérieur appliqué . . . . .	36
3.1 Diagramme de bande de la structures FMIS, en position de bande plate (cas d'une structure en Si-P, SiO2 et Ni) . . . . .	43



## TABLE DES FIGURES

---

3.2	Les différents régimes d'une structure MOS (cas d'un semiconducteur de type n) . .	44
3.3	Image TEM d'une diode FMIS, agrandissement de l'interface FMIS et représentation schématique de la structure . . . . .	46
3.4	Dessin de masque d'une diode avec son anneau de garde . . . . .	47
3.5	Dessin de masque de capacité de différents périmètres . . . . .	47
3.6	Dessin de masque du transistor à grille ferromagnétique . . . . .	48
3.7	Dispositif d'étude du transport dépendant du spin . . . . .	49
3.8	Schéma de principe de la mesure d'impédance (depuis [? ]) . . . . .	50
3.9	Modèles équivalents de la capacité FMIS . . . . .	50
3.10	Caractéristique Capacité-tension d'une structure FMIS de 4nm de silice avec une grille de FeNi à haute et basse fréquences . . . . .	51
3.11	Tracé de Mott-Schottky pour l'extraction du dopage et de la tension de bande plate	52
3.12	Répartition énergétique de la densité de défauts d'interface obtenue pour une structure FMIS avec de 4nm de silice, cette structure a subi un recuit sous $N_2/H_2$ à 425°C . . . . .	54
3.13	Caractéristique C-V (symboles carrés) ajustée par un modèle de Poisson-Schrödinger (en rouge) pour l'échantillon de la figure 3.10 . . . . .	55
3.14	Répartition énergétique de la densités de défauts d'interface pour un échantillon de 2nm de d'alumine sans recuit (a) et avec recuit de densification (b) . . . . .	56
3.15	Répartition énergétique de la densités de défauts d'interface pour un échantillon de 4nm de silice avec recuit curatif (a) et sans recuit (b) . . . . .	56
3.16	Mécanismes de transport dans une structure MIS . . . . .	58
3.17	Caractéristique densité de courant en fonction de la tension pour différentes températures entre 80 et 300K . . . . .	59
3.18	Caractéristiques courant-tension des diodes FMIS avec une grille de FeNi et courbes théoriques pour un modèle de type tunnel direct et Fowler-Nordheim . . . . .	60
3.19	Caractéristiques des diodes PN Substrat-Drain pour une barrière de silice . . . . .	62
3.20	Caractéristiques courant-tension des diodes P-N Substrat-Drain pour des échantillons à barrière d'alumine avec recuit curatif (P24) ou sans (P14) . . . . .	63
3.21	Localisation possible des défauts des diodes PN . . . . .	64
3.22	Caractéristiques des diodes N entre le collecteur et le drain pour un échantillon à base d'alumine avec recuit curatif (en noir avec les cercles : courbe de référence modélisée)	64
3.23	Coupe du transistor pseudo-MOS . . . . .	65
3.24	Caractéristiques d'un transistor à grille ferromagnétique . . . . .	66
3.25	Extraction de la mobilité de l'échantillon à base d'alumine ( $V_{ds} = 0.1V$ ) . . . . .	67

## TABLE DES FIGURES

---

3.26	Caractéristique d'un transistor à grille ferromagnétique ( $V_{ds} = 0.1V$ ) . . . . .	68
4.1	Tensions aux bornes des deux jonction FMIS en série, d'après Lou et al.[?] . . . . .	73
4.2	Calcul de l'accumulation de spins en fonction du champ magnétique appliqué pour différentes températures avec $D = \left(\frac{T}{300K}\right)^{-1.5} 26 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}, v_d = 0$ (Amplitude normalisée à T=85K) . . . . .	76
4.3	Calcul de l'effet de la vitesse de dérive non nulle sur l'effet Hanle (Amplitude normalisée pour $v_d = 1000 \text{ cm.s}^{-1}$ ) . . . . .	76
4.4	Mesure de la variation du courant d'une diode FMIS à température ambiante . . . . .	78
4.5	Magnéto-résistance à deux électrodes . . . . .	79
4.6	Lignes de courant entre l'émetteur et le collecteur avec un canal dopé N . . . . .	82
4.7	Géométrie du dispositif de test pour le retournement par courant . . . . .	83
4.8	Mesures du courant de collecteur en fonction du temps (en dixième de secondes) pour des tensions de 4V et 4,5V lors d'une alternance régulière entre les états parallèle et anti-parallèle de la structure. . . . .	85
4.9	Mesure non-locale de l'accumulation de spin par mesure de type vanne de spin (b) et par effet Hanle (c). (d'après Lou et al.[? ]) . . . . .	86
4.10	Principe de la mesure non locale. . . . .	87
4.11	Mesures de tension non locale par effet Hanle ou de type spin-valve . . . . .	90
4.12	Structure de bande du dispositif à 4 électrodes . . . . .	91
4.13	Proposition de Ciuti et al. pour un transistor à grille ferromagnétique[?] . . . . .	93
4.14	Configurations magnétiques de l'électrode de grille des transistors . . . . .	94
4.15	Courant de source en fonction du champ magnétique planaire . . . . .	95
5.1	Principe de fonctionnement du TOF-SIMS : le faisceau d'abrasion (en bleu) creuse un cratère, puis le faisceau d'analyse (en rouge) balaie le fond du cratère et réalise un spectre d'ions secondaires en chaque point.. La fenêtre d'abrasion est un carré de $250 \times 250 \mu\text{m}$ de côté et la zone d'analyse est également un carré de $90 \times 90 \mu\text{m}$ . . . . .	104
5.2	. . . . .	105
5.3	Effet des interférences entre métaux et composés du silicium . . . . .	106
5.4	Effets limitants la résolution en profondeur des mesure de TOF-SIMS . . . . .	108
5.5	Profils d'intensité en profondeur de l'échantillon à base d'alumine . . . . .	109
5.6	Images AFM avant (gauche) et après abrasion (droite) de l'échantillon à barrière d'alumine. . . . .	110

## TABLE DES FIGURES

---

5.7	Image spatiale du nombre d'ions nickel dans le silicium pour l'échantillon de silice (a) et schéma des différentes zones de l'échantillon (b) . . . . .	111
5.8	Profils d'intensité normalisée localisés dans les différentes zones de l'échantillon . . .	111
5.9	Profil d'intensité des ions pour les deux types de barrière : SiO <sub>2</sub> et bi-couche SiO <sub>2</sub> -Alumine . . . . .	113
5.10	Intensité du cobalt en surface des échantillons après retrait chimique du métal . . .	115
5.11	Coupe HRTEM d'une capacité FMIS avec de l'oxyde de magnésium. . . . .	117
5.12	Vue d'ensemble du dépôt d'oxyde de magnésium en fond de trous. . . . .	118
5.13	Détails de l'interface <i>Si/MgO</i> (#11 épaisseur nominale 3nm et #8 épaisseur nominale 2,2nm) . . . . .	119
5.14	Structure d'une vanne de spin réalisée sur un substrat de silicium sur isolant. . . .	120
5.15	Répartition des épaisseurs de la couche supérieure de silicium en fonction de l'épaisseur visée pour l' amincissement . . . . .	121
A.1	Banc de magnéto-transport à température ambiante . . . . .	128
A.2	Schéma de principe du système de connexion triaxe sur plaque de circuit imprimée .	129